

Министерство науки и высшего образования Российской  
Федерации

Федеральное государственное автономное образовательное  
учреждение высшего образования  
«Национальный исследовательский ядерный университет  
«МИФИ»

УДК 538.931

Отчет о научно-исследовательской работе на тему:

Изучение коллективных потоков  
идентифицированных адронов в столкновениях ядер  
золота при энергиях программы сканирования BES-I  
эксперимента STAR (RHIC)

Научный руководитель  
ст. преп. ООП ОЯФит

\_\_\_\_\_ Г. А. Нигматкулов

Выполнил  
студент группы М19-115

\_\_\_\_\_ А. С. Поваров

Москва - 2020

# СОДЕРЖАНИЕ

Введение	2
1 Эксперимент STAR	4
1.1 Время-проекционная камера ТРС . . . . .	5
1.2 Время-пролетная система TOF . . . . .	6
2 Метод измерения коллективных потоков	8
2.1 Оценка угла плоскости события . . . . .	8
2.2 Коррекции угла плоскости события . . . . .	8
2.3 Измерение величины коллективного потока . . . . .	9
2.4 Метод двух подсобытий . . . . .	10
3 Результаты измерения коллективных потоков	12
3.1 Отбор событий . . . . .	12
3.2 Отбор треков и идентификация частиц . . . . .	13
3.3 Вычисление разрешения плоскости реакции . . . . .	14
3.4 Коллективные потоки идентифицированных адронов . . . . .	15
3.5 Оценка систематических неопределённостей . . . . .	15
Заключение	21
Список литературы	22

# ВВЕДЕНИЕ

Анализ азимутальной анизотропии, возникающей в ядро-ядерных столкновениях, является важным направлением современной физики высоких энергий. Азимутальная анизотропия позволяет получить информацию о природе и свойствах вещества, образующегося в таких столкновениях. Анизотропный поток чувствителен к взаимодействиям частиц на самых ранних стадиях эволюции системы. В этом смысле коллективный поток – это уникальная величина, которая напрямую дает информацию о системе на ранних стадиях ее эволюции, когда вещество находится в стадии кварк-глюонной материи.

В нецентральных столкновениях плоскость реакции определяется направлениями вектора прицельного параметра столкновения  $\vec{b}$  (вектор в поперечной плоскости между центрами ядер) и оси пучка. В момент столкновения область перекрытия ядер имеет эллипсоидальную форму. У возникшего эллипса в поперечной плоскости большая ось, перпендикулярна плоскости реакции. Когда вещество начинает остывать, то в этой области 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 импульсное распределение частиц становится анизотропным [1].

Существование азимутальной анизотропии частиц может объясняться тем, что выход частиц, которые были измерены в конечном состоянии системы, зависит не только от физических условий, созданных ограниченно в точке их рождения, но и от геометрии события.

Анализ азимутальной анизотропии проводится с помощью разложения в ряд Фурье распределения частиц по азимутальному углу  $\phi$  [2]:

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

где  $E$  - энергия частицы,  $p_T$  - поперечный импульс,  $y$  - быстрота,  $\phi$  - азимутальный угол частицы,  $\Psi_{RP}$  - азимутальный угол плоскости реакции.

Направленный поток  $v_1$  характеризует средний импульс, приобретенный частицей вдоль направления прицельного параметра. Эллиптический поток  $v_2$  дает информацию о величине градиентов давления при расширении системы, эффективных степенях свободы и степени термализации на ранних этапах столкновения. Положительные значения  $v_2$  указывают на превышение рождения частиц в плоскости реакции. Треугольный поток  $v_3$  и более высшие нечетные гармоники связаны с флуктуациями формы области перекрытия ядер и плотности энергии во время столкновения. Форма области перекрытия ядер в событии может сильно отличаться от эллиптической в силу флуктуаций, что приводит к ненулевым значениям нечетных коэффициентов  $v_n$  [3].

В данной работе измеряются эллиптические и треугольные потоки идентифицированных адронов при энергиях программы сканирования BES-I эксперимента STAR: 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39, 62.4 ГэВ на нуклонную пару. Представлено более детальное сравнение треугольного потока с эллиптическим для каждой энергии для центральности 0%–60%, а также применено масштабирование на количество валентных кварков.

# 1. ЭКСПЕРИМЕНТ STAR

Коллайдер релятивистских тяжелых ионов расположен (RHIC) в Брукхейвенской национальной лаборатории. В четырех точках коллайдера находятся экспериментальные установки STAR, PHENIX, BRAHMS и PHOBOS. На сегодняшний день функционирует только STAR. Эксперимент STAR (Solenoidal Tracker At RHIC) является одним из основных детекторных комплексов на коллайдере релятивистских тяжелых ионов RHIC. В столкновении тяжелых ионов рождается большое количество частиц. 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. Все эти частицы регистрируются детекторным комплексом STAR. В эксперименте STAR исследуется структура нуклонов и свойства кварк-глюонной материи, которая возникает в месте столкновения ядер.

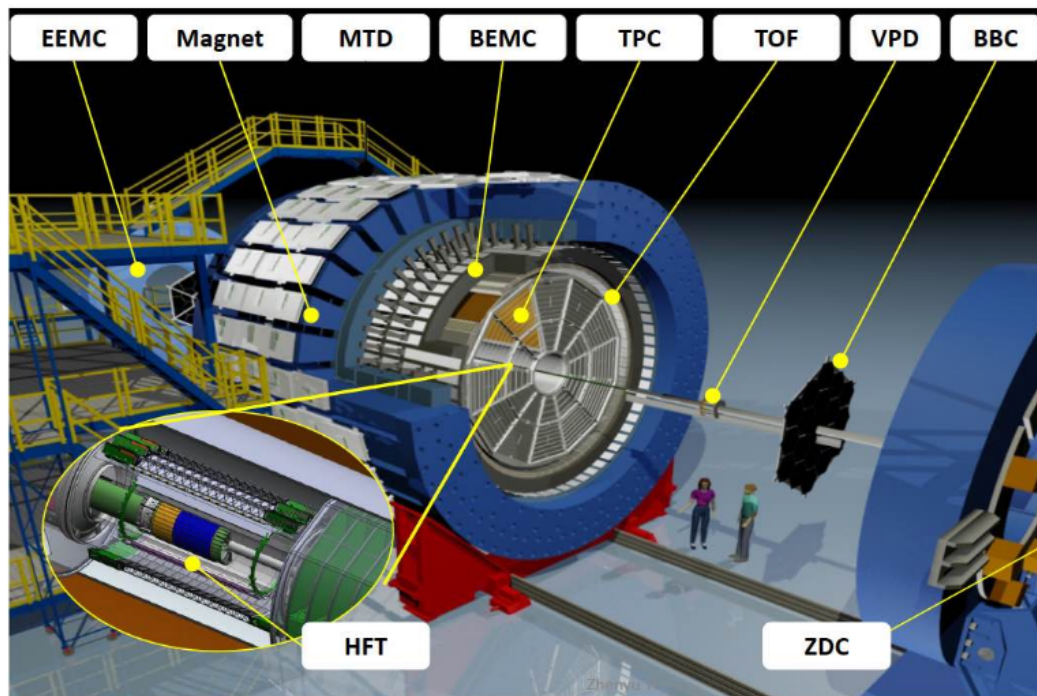


Рисунок 1 — Эксперимент STAR.

Эксперимент состоит из нескольких типов детекторов, предназначенные для регистрации и идентификации частиц. Схема эксперимента STAR пока-

зана на рисунке 1. Основными детекторами, данные с которых использовались в работе, являются время-проекционная камера (TPC - Time Projection Chamber) и время-пролетная система (TOF - Time-of-Flight).

## 1.1. ВРЕМЯ-ПРОЕКЦИОННАЯ КАМЕРА TPC

Время-проекционная камера (TPC) - является основным детектором эксперимента STAR [4]. TPC используется для реконструкции треков, измерения импульса частицы и ее ионизационных потерь, на основе которых проводят идентификацию частиц. Дрейфовая ячейка, с внешним диаметром 4 метра, заполнена газом и имеет систему градиентных колец, с помощью которой в ней создается однородное электрическое поле. Камера находится внутри магнитного поля с индукцией 0,5 Тл [5]. Объем камеры заполнен смесью метана и аргона в соотношении 1:9 под давлением на 2 мбар выше атмосферного [6]. При пролете частицы через TPC образуются ионизационные кластеры, который дрейфуют в направлении торцов детектора. Время-проекционная камера позволяет измерять импульс от 100 МэВ/с. TPC покрывает диапазон псевдобыстроты  $|\eta| < 1$  и весь диапазон по азимутальному углу  $0 < \phi < 2\pi$ .

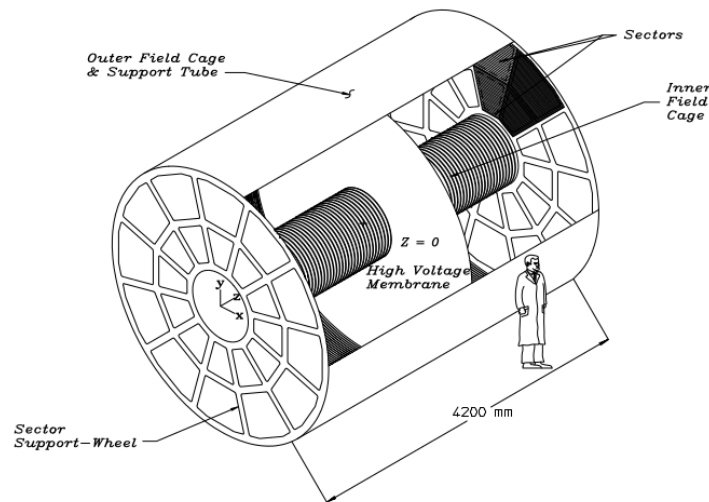


Рисунок 2 — Принципиальная схема время-проекционной камеры (TPC) установки STAR на RHIC.

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  $dE/dx$ .

## 1.2. 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 пролета, 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  $\beta$ . Зная импульс, определяется масса частицы по формуле 2.

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

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

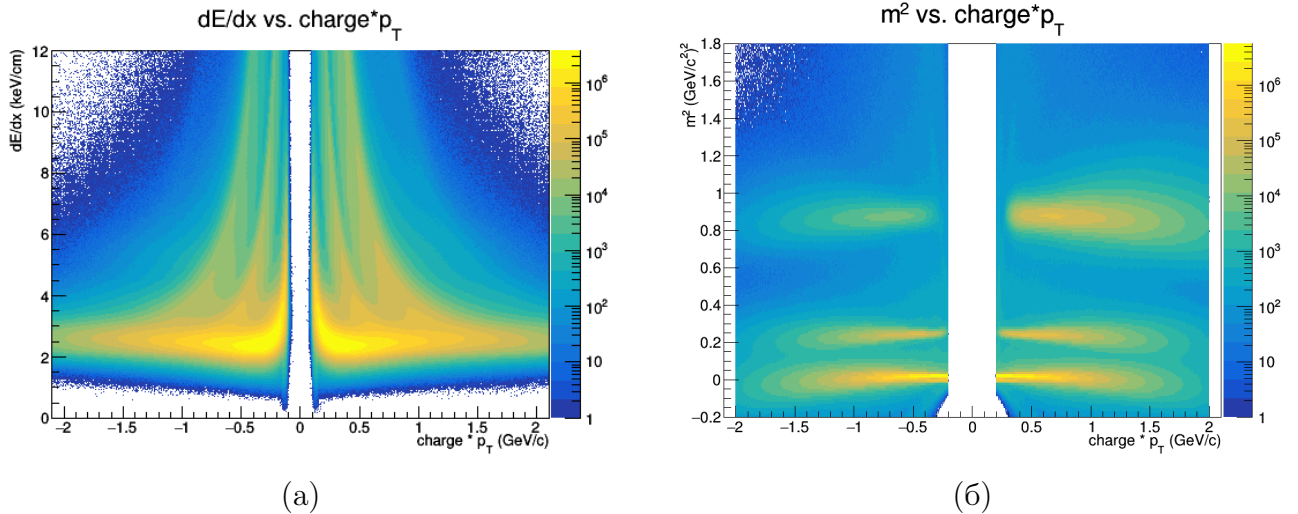


Рисунок 3 — Распределения разницы экспериментальных и теоретических ионизационных потерь в стандартных отклонениях (а) и квадрата массы (б) в зависимости от импульса.

В детекторном комплексе STAR система TOF создана на основе многозачерной камеры с резистивными пластинами (Multigap Resistive Plate Chamber) [7]. 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.



## 2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ КОЛЛЕКТИВНЫХ ПОТОКОВ

### 2.1. ОЦЕНКА УГЛА ПЛОСКОСТИ СОБЫТИЯ

Плоскость реакции  $\Psi_{RP}$  нельзя непосредственно измерить в эксперименте. Поэтому используется оценочное значение  $\Psi_n$ , 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) [8]. Угол плоскости события  $\Psi_n$  может быть получен, используя Q-вектора [2]:

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

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

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

Суммирование производится по всем частицам, рожденным в событии,  $\phi_i$ ,  $\omega_n$  - азимутальный угол и вес для  $i$ -той частицы.

### 2.2. 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) [8; 9]. При идеальном акцептансе детекторов распределение  $\Psi_n$  по всем событиям должно быть равномерным, то есть среднее значение Q-вектора по всем событиям должно равняться нулю. Из-за неидеальности детектора среднее значение Q-векторов может смещаться на некоторую величину, что корректирует отцентровка:

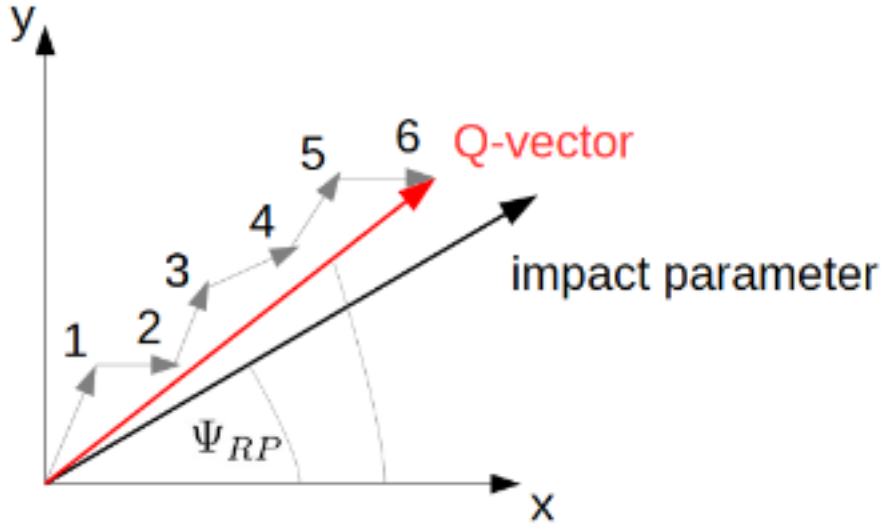


Рисунок 4 – Графическая визуализация Q-вектора.

$$Q_{x(y)}^{Recent} = Q_{x(y)} - \langle Q_{x(y)} \rangle \quad (6)$$

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

$$\Psi_n^{Flattening} = \Psi_n^{Recent} + \Delta\Psi_n^{Recent} \quad (7)$$

где

$$\Delta\Psi_n^{Recent} = \sum_i^{i_{max}} \frac{2}{i} (-\langle \sin(in\Psi_n) \rangle \cos(in\Psi_n) + \langle \cos(in\Psi_n) \rangle \sin(in\Psi_n)) \quad (8)$$

В формуле 8 n – номер гармоники, для которой применяется коррекция.

### 2.3. ИЗМЕРЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ КОЛЛЕКТИВНОГО ПОТОКА

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

$$\begin{aligned}
\underbrace{\langle \cos[n(\phi - \Psi_n)] \rangle}_{v_n^{obs}} &= \langle \cos[n((\phi - \Psi_{RP}) - (\Psi_n - \Psi_{RP}))] \rangle = \\
&= \underbrace{\langle \cos[n(\phi - \Psi_{RP})] \rangle}_{v_n} \underbrace{\langle \cos[n(\Psi_n - \Psi_{RP})] \rangle}_{Res\{\Psi_n\}}
\end{aligned} \tag{9}$$

Для получения правой части уравнения 9 предполагалось, что разница между углом плоскости реакции  $\Psi_{RP}$  и углом плоскости события  $\Psi_n$  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  $Res\{\Psi_n\}$ :

$$v_n = \frac{\cos[n(\phi - \Psi_n)]}{\langle \cos[n(\Psi_n - \Psi_{RP})] \rangle} = \frac{\cos[n(\phi - \Psi_n)]}{Res\{\Psi_n\}} \tag{10}$$

Существуют различные методы вычисления разрешения плоскости события [8]. Один из них будет описан ниже.

## 2.4. МЕТОД ДВУХ ПОДСОБЫТИЙ

В данной работе для вычисления разрешения плоскости события и последующего получения значений потока используется метод двух подсобытий (2Sub-Event method). Идея состоит в том, чтобы искусственно поделить детектор ТРС 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 10 и  $Res\{\Psi_n\}$  запишутся следующим образом:

$$Res\{\Psi_n\} = \sqrt{\langle \cos(n(\Psi_{n,\eta-} - \Psi_{n,\eta+})) \rangle} \tag{11}$$

$$v_n = \frac{\cos(n(\phi_{\pm} - \Psi_{n,\mp}))}{\sqrt{\langle \cos(n(\Psi_{n,\eta-} - \Psi_{n,\eta+})) \rangle}} \quad (12)$$

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  $\Psi_n$  и коэффициент азимутальной анизотропии  $v_n$  рассчитываются с помощью одних и тех же частиц в событии. Поэтому эти величины вычисляются в разных подсобытиях [10].  $\Delta\eta - gap$  позволяет исключить непотоковые эффекты такие, как резонансы, фемтоскопические корреляции и струи [11].

# 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ КОЛЛЕКТИВНЫХ ПОТОКОВ

## 3.1. 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. Набираемые события проходили минимальный отбор онлайн, что подразумевало наличие сигнала в калориметре нулевых углов ZDC (Zero Degree Calorimeter), детекторе позиции вершины столкновения VPD (Vertex Position Detectors) и в сцинтилляционных детекторах BBC (Beam-Beam Counter). 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 берется (0.0; -0.89), так как в этот год был установлен кремниевый детектор HFT (Heavy Flavor Tracker) [12].

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 со-

бытий, требовалось, чтобы хотя бы два хита из времяпролетной системы ТОФ были сопоставлены двум реконструируемым трекам из первичной вершины в время-проекционной камере ТРС.

### 3.2. ОТБОР ТРЕКОВ И ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ

Отбирались только первичные треки, которые лежат в диапазонах по псевдобыстроте  $|\eta| < 1$  и по азимутальному углу  $0 < \phi < 2\pi$ . Для обеспечения точной реконструкции импульса частицы исключались треки, имеющие меньше 15 кластеров ионизации  $N_{hits}$  в время-проекционной камере. Для улучшения разделения треков требуем, чтобы отношение количества точек ионизации к количеству возможных точек  $N_{hits}/N_{hits}^{poss}$  было больше 0.52.

Для восстановления угла плоскости события использовались заряженные адроны с полным импульсом в диапазоне от 0.15 ГэВ/с до 5.0 ГэВ/с и с расстоянием от реконструированного трека до первичной вершины ДСА меньше 1 см, чтобы обеспечить отбор первичных треков. Для 14.5 ГэВ отбирались треки с поперечным импульсом от 0.2 ГэВ/с до 2.0 ГэВ/с и с ДСА  $< 2$  см.

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

Таблица 2 — Диапазоны квадрата массы

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

Отбирались треки, для которых разница экспериментальных и теоретических ионизационных потерь в стандартных отклонениях меньше  $3\sigma$  и которые имеют сигнал в ТОФ. Отбор по квадрату массы частицы, проводился в следующих диапазонах, приведенных в таблице 2.

### 3.3. ВЫЧИСЛЕНИЕ РАЗРЕШЕНИЯ ПЛОСКОСТИ РЕАКЦИИ

Разрешение плоскости реакции для второй и третьей гармоники вычислялось по формуле 11 с  $\Delta\eta - gap = 0.15$ . На рисунке 5 представлены разрешения плоскости реакции как функции центральности для разных энергий, вычисленные для время-проекционной камеры ТРС.

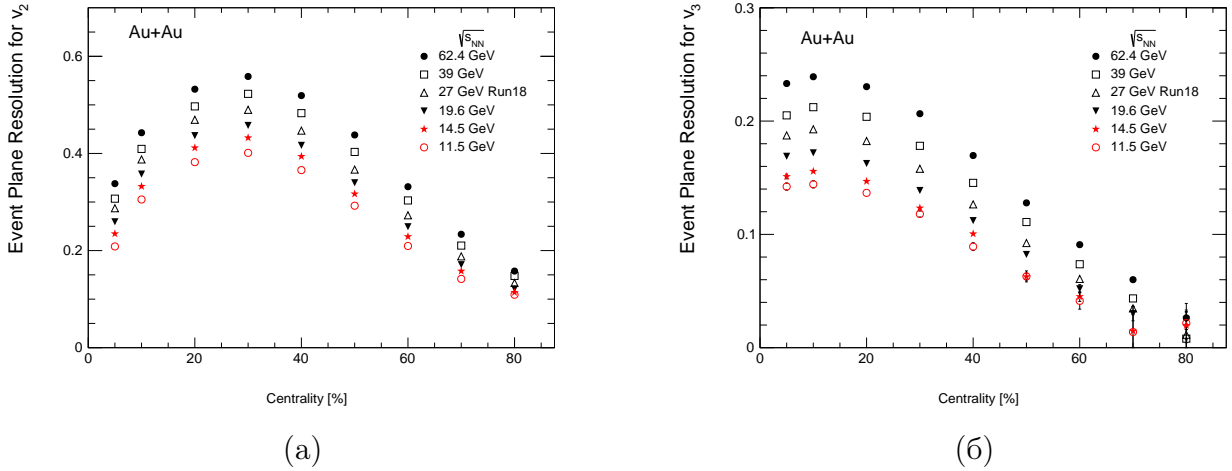


Рисунок 5 — Разрешение плоскости реакции как функция центральности для второй (а) и третьей (б) гармоник для разных энергий.

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 [11]. 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 столкновения.

### 3.4. 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 6 и 7 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 проявление 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  $n_q$ . На рисунках 8 и 9 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 масштабирования.

### 3.5. ОЦЕНКА СИСТЕМАТИЧЕСКИХ НЕОПРЕДЕЛЁННОСТЕЙ

Систематические неопределённости оценивались путем варьирования параметров ( $\Delta\eta - gap$ , DCA), используемых для определения углов плоско-



# Particles

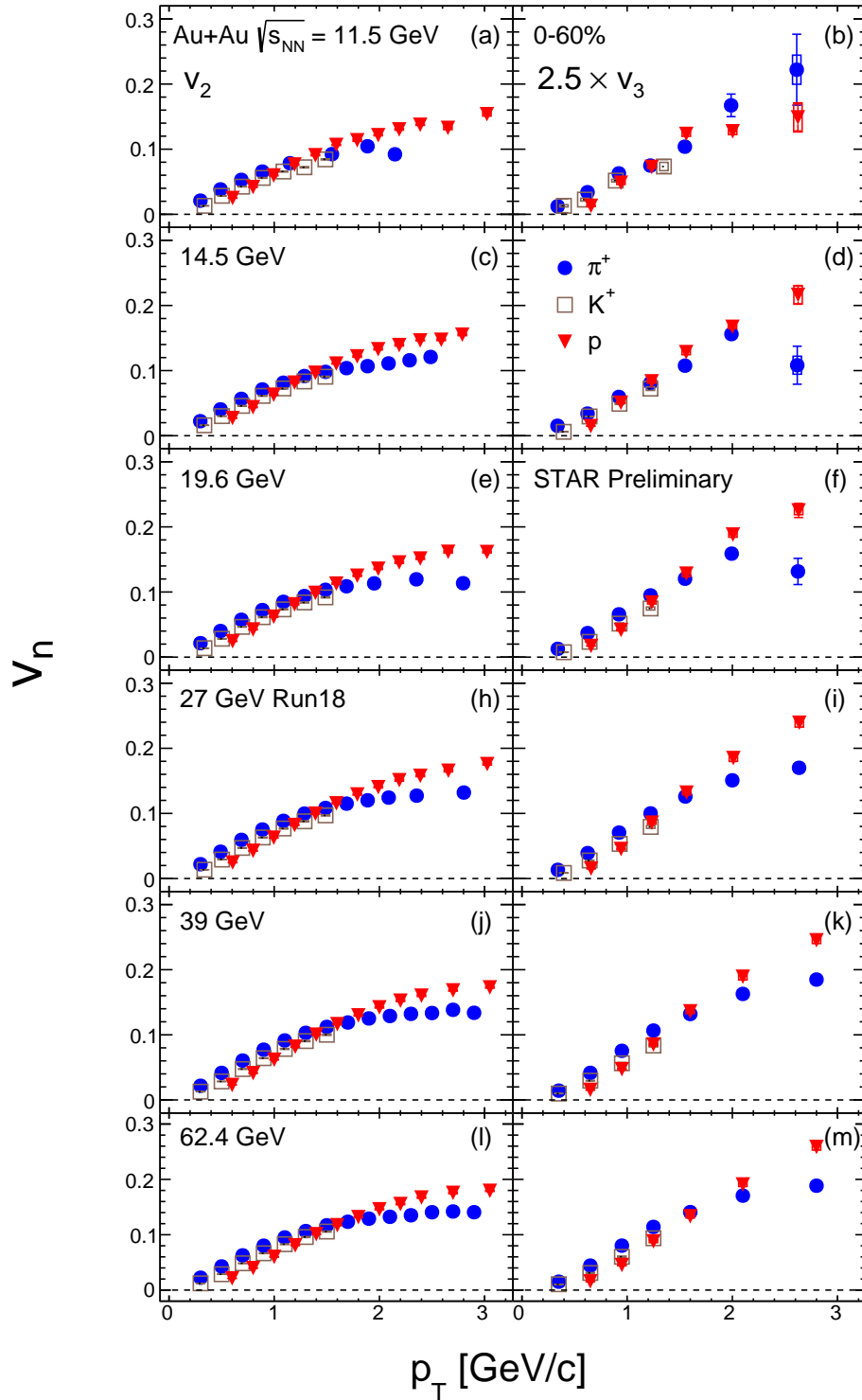


Рисунок 6 — Эллиптический (левый столбец) и треугольный (правый столбец) поток частиц ( $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $p$ ) как функция поперечного импульса  $p_T$  для центральности 0-60% для разных энергий пучка.

# Antiparticles

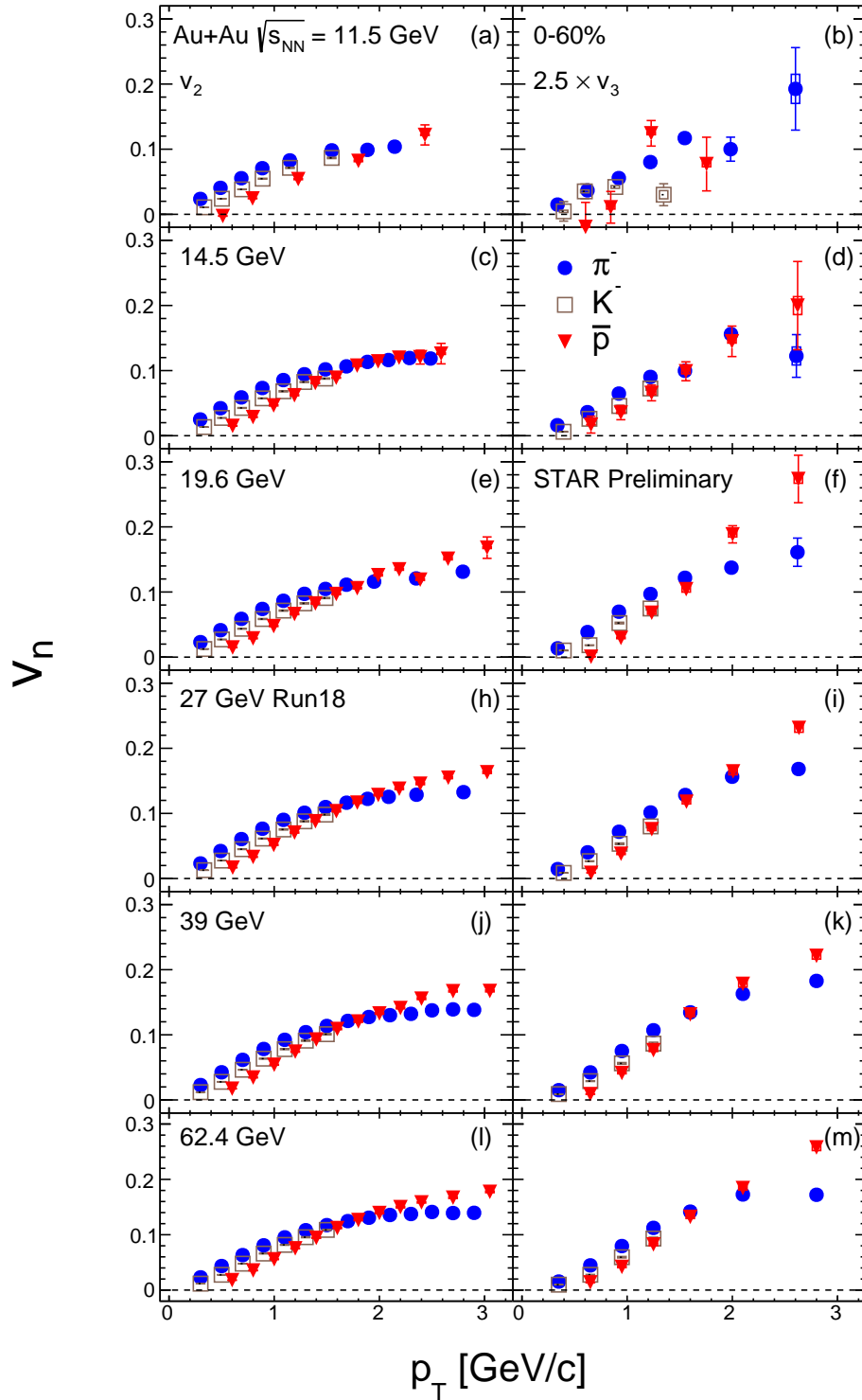


Рисунок 7 — Эллиптический (левый столбец) и треугольный (правый столбец) поток античастиц ( $\pi^-$ ,  $K^-$ ,  $\bar{p}$ ) как функция поперечного импульса  $p_T$  для центральности 0-60% для разных энергий пучка.

# Particles

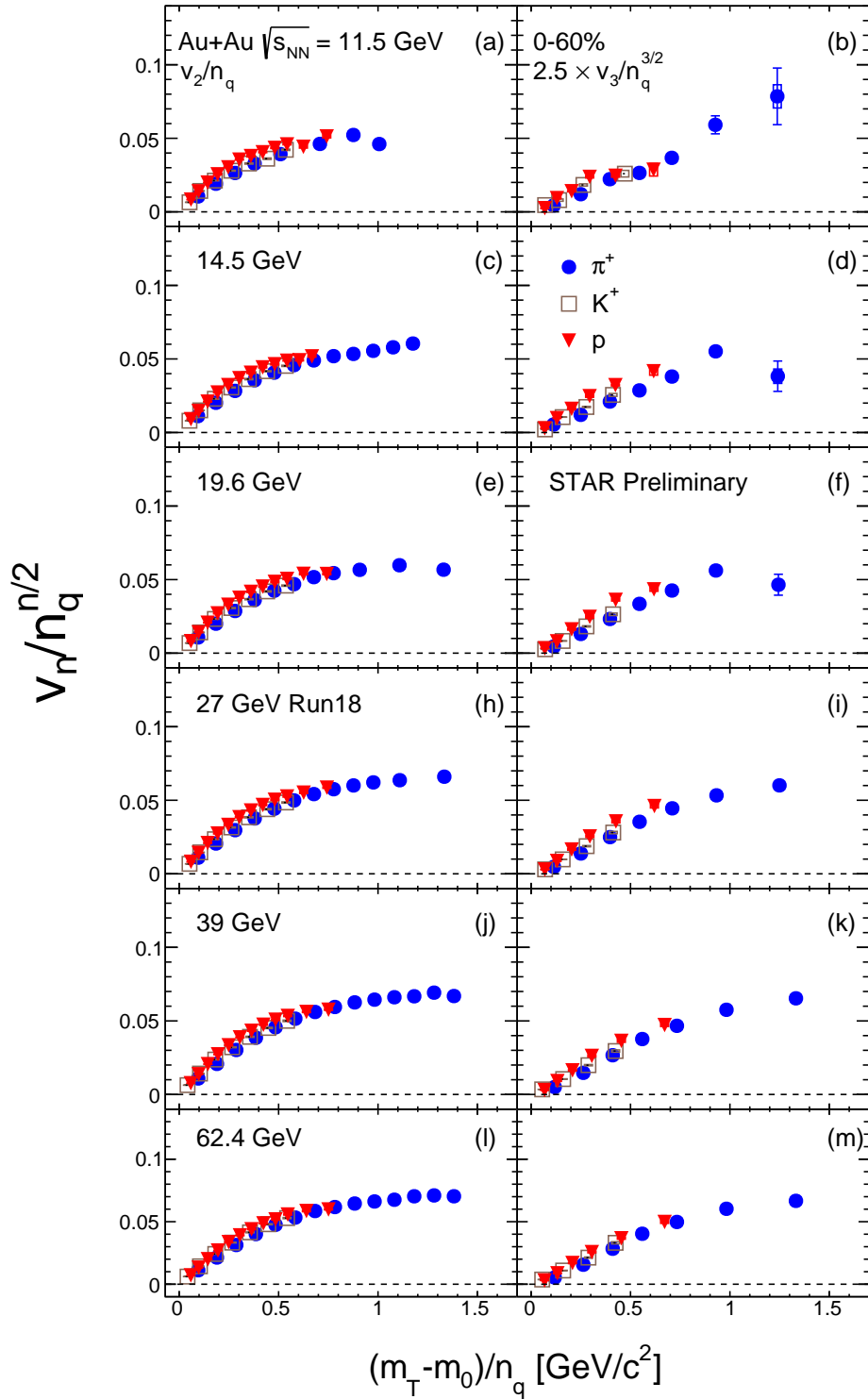


Рисунок 8 — Масштабирование на количество конститuentных кварков эллиптического (левый столбец) и треугольного (правый столбец) частиц ( $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $p$ ) для центральности 0-60% для разных энергий пучка.

## Antiparticles

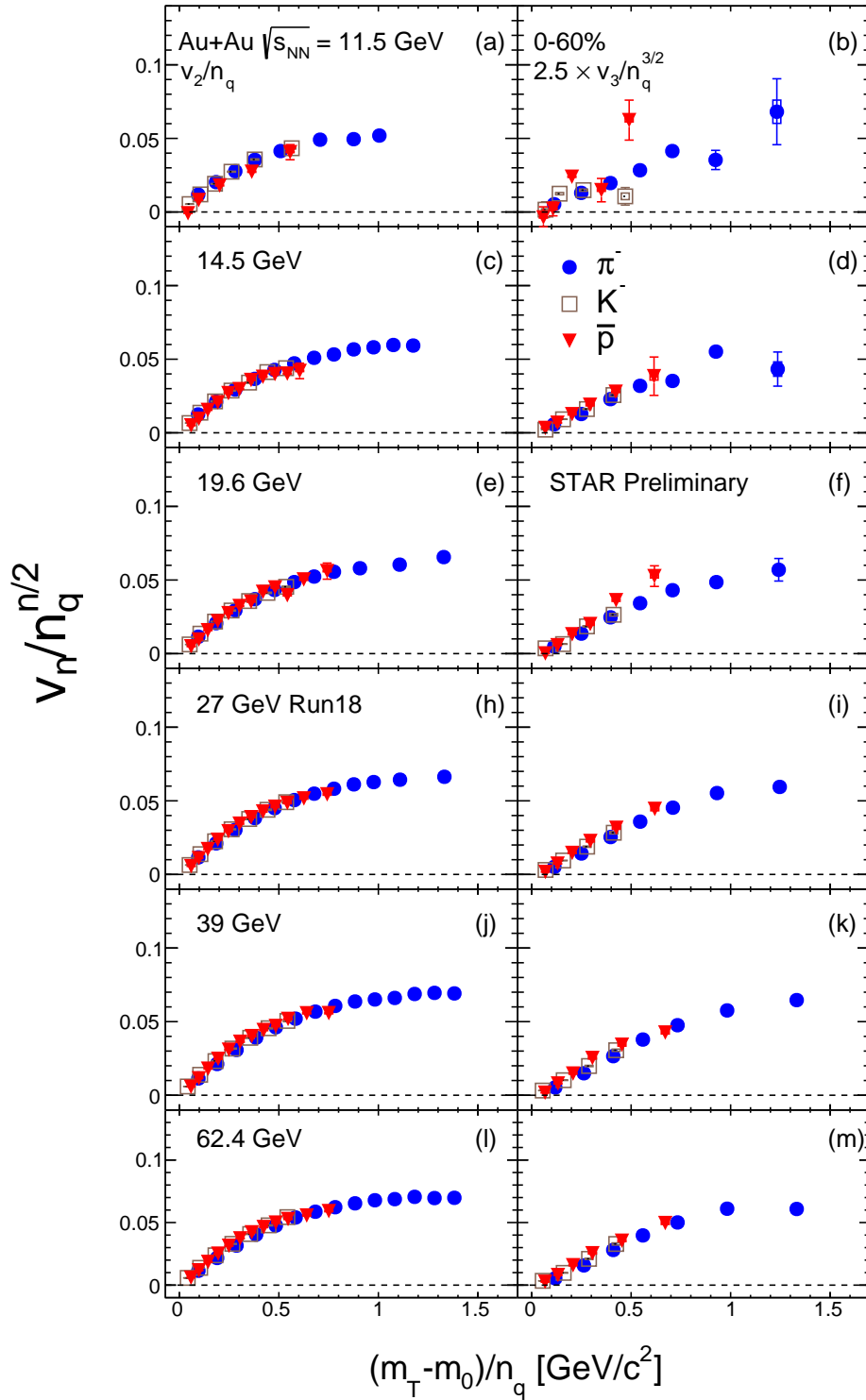


Рисунок 9 — Масштабирование на количество конституэнтных кварков эллиптического (левый столбец) и треугольного (правый столбец) античастиц ( $\pi^-$ ,  $K^-$ ,  $\bar{p}$ ) для центральности 0-60% для разных энергий пучка.

сти реакции и измерения потока, а также использованием различных методов идентификации заряженных долго живущих частиц (TRC+TOF, TOF). Варианты изменения параметров представлены в таблице 3.

Таблица 3 — Варианты изменения параметров

Параметр	Значение по умолчанию	Вариации
$\Delta\eta - gap$	0.15	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 :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i^n (v_i - \bar{v})^2} \quad (13)$$

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 6, 7, 8 и 9, однако они меньше статистических погрешностей и на графиках не видны.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изучались коллективные потоки идентифицированных адронов в столкновениях ядер золота при энергиях программы сканирования BES-I эксперимента STAR (RHIC). Были измерены эллиптический и треугольный потоки идентифицированных адронов: пионов, каонов и протонов ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ). Полученные значения представлены как функция поперечного импульса  $p_T$  для центральности 0%-60% и шести энергий столкновений. Для эллиптического и треугольного потока наблюдаются массовое упорядочение и барион/мезонное расщепление для каждой энергии. Также было представлено масштабирование на количество конститuentных кварков. Оно сохраняется для всех энергий и может быть интерпретировано как возможный признак, что коллективные эффекты зарождаются на партонной стадии. Полученные значения треугольного потока являются новыми для данных энергий и могут быть использованы для установки ограничений в различных моделях.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Л. К. В. Эффекты кварк-глюонной плазмы в столкновениях релятивистских ионов. — М. : Издательство КДУ, 2018.
2. Voloshin S., Zhang Y. Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of azimuthal particle distributions // *Zeitschrift for Physik C Particles and Fields*. — 1996. — т. 70, № 4. — с. 665—671. — ISSN 1431-5858.
3. Agakishiev G. [и др.]. Directed and elliptic flow of charged particles in Cu+Cu collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 22.4$  GeV // *Physical Review C*. — 2012. — т. 85, № 1. — ISSN 1089-490X.
4. Ackermann K., al. et. STAR detector overview // *Nucl. Instrum. Meth. A*. — 2003. — т. 499. — с. 624—632.
5. Anderson M. [и др.]. 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. — т. 499, № 2/3. — с. 659—678. — ISSN 0168-9002.
6. Bergsma F. [и др.]. The STAR detector magnet subsystem // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2003. — т. 499, № 2. — с. 633—639. — ISSN 0168-9002. — *The Relativistic Heavy Ion Collider Project: RHIC and its Detectors*.
7. Kotchenda L. [и др.]. STAR TPC gas system // *Nucl. Instrum. Meth. A*. — 2003. — т. 499. — с. 703—712.
8. Poskanzer A. M., Voloshin S. A. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions // *Physical Review C*. — 1998. — т. 58, № 3. — с. 1671—1678. — ISSN 1089-490X.

9. Selyuzhenkov I., Voloshin S. Effects of nonuniform acceptance in anisotropic flow measurements // *Physical Review C*. — 2008. — т. 77, № 3. — ISSN 1089-490X.
10. Korotkikh V. [и др.]. Elliptic flow of particles in heavy-ion collisions and possibility of its observation at the LHC energies. // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2008. — т. 71. — с. 2142–2151. — ISSN 1562-692X.
11. Adamczyk L. [и др.]. Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}62.4$  GeV // *Physical Review C*. — 2013. — т. 88, № 1. — ISSN 1089-490X.
12. Adamczyk L. [и др.]. 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. — т. 93, № 1. — ISSN 2469-9993.