

Ядерная физика

Научная статья

УДК 539.12


DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.19112>

СРАВНЕНИЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ПОТОКОВ π^0 -МЕЗОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР МЕДИ И ЗОЛОТА ПРИ ЭНЕРГИИ 200 ГэВ И ЯДЕР УРАНА ПРИ 193 ГэВ

Е. В. Банников , **Я. А. Бердников**, **Д. О. Котов**, **Д. М. Ларионова**

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

Санкт-Петербург, Россия

 bannikov.ev.21@gmail.com

Аннотация. В работе представлены результаты измерения эллиптических потоков π^0 -мезонов в зависимости от их поперечного импульса в различных центральностях столкновений релятивистских ядер Cu + Au при энергии 200 ГэВ и U + U при 193 ГэВ, а также проведено сравнение измеренных значений. Результаты сравнения свидетельствуют об образовании большего объема кварк-глюонной плазмы в столкновениях ядер урана. Кроме того, установлено, что эллиптические потоки π^0 -мезонов в рассматриваемых системах столкновений имеют положительные значения при значениях поперечных импульсов вплоть до 10 ГэВ/с. Таким образом, полученные результаты по эллиптическим потокам позволяют в дальнейшем исследовать зависимости потерь энергии партонов от длины их пути в кварк-глюонной плазме, образующейся в изученных столкновениях Cu + Au и U + U.

Ключевые слова: кварк-глюонная плазма, азимутальная анизотропия, эллиптический поток, π^0 -мезоны

Для цитирования: Банников Е. В., Бердников Я. А., Котов Д. О., Ларионова Д. М. Сравнение эллиптических потоков π^0 -мезонов в столкновениях релятивистских ядер меди и золота при энергии 200 ГэВ и ядер урана при 193 ГэВ // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2026. Т. 19. № 1. С. 144–157. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.19112>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.19112>

COMPARISON OF ELLIPTIC FLOWS OF π^0 MESONS IN Cu + Au COLLISIONS AT 200 GeV AND U + U COLLISIONS AT 193 GeV

E. V. Bannikov , **Ya. A. Berdnikov**, **D. O. Kotov**, **D. M. Larionova**

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

 bannikov.ev.21@gmail.com

Abstract. This paper presents the findings of investigation of the elliptic flows of π^0 mesons as functions of transverse momentum for different centrality classes of relativistic nuclei Cu + Au collisions at an energy of 200 GeV and U + U collisions at 193 GeV. A comparison of the obtained values is also presented. The results of the comparison have been indicated that a larger volume of quark-gluon plasma formed in the U + U collisions. Moreover, the elliptic flows of π^0 mesons were established to have positive values at transverse momenta up to 10 GeV/c in the collision systems under study. Thus, the results obtained on elliptic flows allow

us to further study the dependences of parton energy losses on their path lengths in the quark-gluon plasma forming in the Cu + Au and U + U collisions.

Keywords: quark-gluon plasma, azimuthal anisotropy, elliptic flow, π^0 mesons

For citation: Bannikov E. V., Berdnikov Ya. A., Kotov D. O., Larionova D. M., Comparison of elliptic flows of π^0 mesons in Cu + Au collisions at 200 GeV and U + U collisions at 193 GeV, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 19 (1) (2026) 144–157. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.19112>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Эксперименты с использованием ускорителей (коллайдерные эксперименты) позволяют разгонять два пучка ультрарелятивистских тяжелых ионов до околосветовых скоростей и осуществлять их лобовое столкновение с целью изучения свойств материи при экстремальных температурах (порядка 170 МэВ [1]) и плотностях энергии (около 1 ГэВ/фм³ [1]), которые при этом достигаются. Одним из ключевых направлений таких экспериментов выступает исследование свойств кварк-глюонной плазмы (КГП) – особого состояния материи, при котором кварки и глюоны (партоны) асимптотически свободны [2].

Существование КГП было предсказано физиками-теоретиками на основе расчетов квантовой хромодинамики и концепциях, возникших после открытия кварков в 1960-х годах [3], а впоследствии в коллайдерных экспериментах была подтверждена возможность формирования КГП в столкновениях релятивистских ядер [4].

В силу короткого времени жизни КГП, исследование ее свойств невозможно осуществлять прямыми экспериментами. Вместо этого измеряют различные наблюдаемые кинематические характеристики частиц, рожденных в ультрарелятивистских столкновениях ядер. К таким наблюдаемым относятся: азимутальная анизотропия распределения регистрируемых частиц по поперечному импульсу p_T [5] и подавление выхода адронов с большими поперечными импульсами ($p_T > 5$ ГэВ/с) [6]. Актуальной задачей современной физики высоких энергий является изучение возникновения и проявления данных наблюдаемых КГП.

Цель настоящей работы состоит в определении характеристик кварк-глюонной плазмы, образующейся в столкновениях релятивистских ядер на ускорителях (коллайдерах), с помощью исследования импульсной азимутальной анизотропии регистрируемых частиц, рождающихся в этих столкновениях.

В связи с поставленной целью в данной работе стояла задача измерения и сравнения эллиптических потоков π^0 -мезонов в зависимости от их поперечного импульса в различных центральных конкретных столкновениях релятивистских ионов. Более подробное описание задачи представлено в следующем разделе статьи.

Постановка и описание задачи

Азимутальная анизотропия в распределении регистрируемых частиц является следствием коллективных эффектов при расширении КГП. Величину и поведение данной наблюдаемой можно описать в рамках гидродинамической модели КГП [7]; модель рассматривает сильновзаимодействующую среду с партонами степенями свободы как каплю почти идеальной жидкости.

Область перекрытия сталкивающихся тяжелых ионов, в которой образуется КГП, в поперечном сечении имеет форму эллипса, который характеризует начальную пространственную азимутальную анизотропию. Ориентация указанного эллипса связана с положением плоскости реакции (эта плоскость образована осью пучка и вектором прицельного параметра): малая ось эллипса направлена вдоль плоскости реакции, а большая ось расположена перпендикулярно малой. Согласно положениям, принятым в релятивистской гидродинамике, вследствие начальной пространственной азимутальной анизотропии

расширение КГП под действием градиента давления будет происходить неравномерно: скорость расширения КГП будет максимальна в направлении малой оси эллипса (т.е. в плоскости реакции). Зависимость скорости расширения КГП от направления относительно плоскости реакции приводит к возникновению азимутальной анизотропии импульсов регистрируемых частиц.

Экспериментальное изучение импульсной азимутальной анизотропии частиц принято проводить с помощью измерения анизотропных потоков – коэффициентов разложения Фурье в распределении частиц по азимутальному углу относительно плоскости реакции [8]:

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

где $E \cdot d^3 N / d^3 p$ – инвариантный дифференциальный спектр частиц; E, p – энергия и полный импульс частиц; N – количество частиц; φ – азимутальный угол вылета частицы; y – быстрота; v_n – коэффициенты Фурье (анизотропные потоки); Ψ^{RP} – азимутальный угол плоскости реакции.

Сомножитель $\frac{1}{2\pi p_T dp_T dy} \frac{d^2 N}{d^2 p}$ в разложении Фурье (1) количественно характеризует изотропное распределение частиц, усредненное по азимутальному углу; другими словами, это количество частиц в единице азимутального угла, рождающихся в интервалах dp_T и dy независимо от направления вылета частиц.

Остальная часть разложения, т.е.

$$1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos[n(\varphi - \Psi^{RP})],$$

описывает отклонения углового распределения частиц, измеренного в эксперименте, от изотропного распределения.

В упрощенном варианте приведенное разложение Фурье, проинтегрированное по величинам p_T и y , имеет следующий вид:

$$\frac{dN}{d\varphi} = \frac{N_0}{2\pi} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos[n(\varphi - \Psi^{RP})] \right\},$$

где N_0 – полное количество частиц в рассматриваемых интервалах величин p_T и y .

Для такого варианта коэффициенты Фурье (анизотропные потоки) следуют выражениям:

$$v_n = \left\langle \cos[n(\varphi - \Psi^{RP})] \right\rangle.$$

Наибольшие значения в области малых псевдобыстрот (она соответствует области псевдобыстрот $|\eta| < 0,35$, в которой проводятся измерения в эксперименте PHENIX [9]) принимает второй коэффициент Фурье – эллиптический поток v_2 . Значение эллиптического потока количественно характеризует конечную импульсную анизотропию, которая обусловлена начальной пространственной анизотропией области перекрытия ядер.

Таким образом, измерение коэффициентов v_2 позволяет изучать эволюцию КГП и, следовательно, оценивать ее свойства.

Сравнения экспериментальных данных по измерению эллиптических потоков адронов в столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ядер с гидродинамическими моделями КГП показали [10], что основной механизм формирования v_2 при низких и промежуточных значениях поперечных импульсов ($p_T \leq 2 - 3$ ГэВ/с) – это гидродинамическое расширение КГП.

Одним из основных экспериментальных подкреплений данного утверждения служит масштабирование эллиптических потоков с областью перекрытия сталкивающихся ядер (она характеризуется эксцентриситетом нуклонов-участников ϵ_2) и с кубическим корнем из количества нуклонов-участников ($N_{part}^{1/3}$), который, как предполагается, характеризует радиус КГП [11]. Данное масштабирование значений v_2 от величины $\epsilon_2 N_{part}^{1/3}$ было обнаружено в столкновениях тяжелых симметричных ядер (например, при столкновениях ядер золота (Au + Au) [11]).

При поперечных импульсах $p_T > 5$ ГэВ/с влияние гидродинамического расширения КГП на образование частиц становится незначительным и ключевую роль в их рождении начинают играть жесткие процессы [1]. В связи с этим в механизме формирования эллиптических потоков начинают доминировать эффекты, связанные с потерями энергии партонов [12]. При таких высоких значениях поперечных импульсов ($p_T > 5$ ГэВ/с) рождение адронов происходит в виде адронных струй, возникающих в результате фрагментации высокоэнергетичных партонов. Однако последние, проходя через среду КГП и взаимодействуя с ней, теряют энергию, что приводит к ослаблению адронных струй. Этот эффект называется гашением адронных струй [6] и характеризуется подавлением выхода адронов в результате образования КГП.

Важно отметить, что степень подавления выхода адронов при $p_T > 5$ ГэВ/с зависит от длины пути родительских партонов в КГП: партон, вылетевший вдоль малой оси эллипса, пройдет меньшее расстояние в среде КГП, чем партон, вылетевший вдоль большой оси. Эта особенность приводит к возникновению азимутальной анизотропии частиц в импульсном пространстве относительно плоскости реакции и, следовательно, к формированию положительных значений v_2 .

Таким образом, измерение значений v_2 при поперечных импульсах $p_T > 5$ ГэВ/с позволяет изучать вторую наблюдаемую КГП, связанную с подавлением рождения адронов.

Эллиптические потоки адронов были широко изучены в симметричных тяжелых системах столкновений [12 – 14]. В частности, были получены значения v_2 для π^0 -мезонов в столкновениях ядер золота Au + Au, что в силу относительно низких неопределенностей измерения рождения π^0 -мезонов позволило провести детальное исследование механизмов возникновения эллиптических потоков в симметричных тяжелых системах столкновений в широком интервале по поперечному импульсу: $1 < p_T < 10$ ГэВ/с.

Применительно к исследованию влияния начальной геометрии столкновений на механизм формирования и развития эллиптических потоков представляет особый интерес измерение значений v_2 в столкновениях тяжелых ядер с дополнительной асимметрией области ядерного перекрытия. В эксперименте PHENIX к таким системам столкновений ядер относятся

$$\text{Cu} + \text{Au} \text{ при } \sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ ГэВ} \text{ и } \text{U} + \text{U} \text{ при } \sqrt{s_{NN}} = 193 \text{ ГэВ}.$$

Первая система – столкновения ядер меди и золота – состоит из ядер разного размера, причем ядро золота может полностью поглотить ядро меди, а область перекрытия ядер имеет форму, отличную от эллипса.

Вторая система столкновений – самая тяжелая на коллайдере RHIC. Ядро ^{238}U имеет вытянутую форму и, следовательно, в зависимости от ориентации ядер урана в пространстве, геометрия области их перекрытия может оказаться разной [15]. Прежде всего привлекают внимание самые центральные столкновения U + U, поскольку эллиптичность области перекрытия ядер может оказаться увеличенной без уменьшения размеров образующейся КГП. Эта особенность позволяет детально исследовать зависимость потерь энергии партонов от длины их пути в КГП.

Эллиптические потоки были измерены ранее в столкновениях Cu + Au и U + U для заряженных адронов и ϕ -мезонов [16]. Однако измерения были выполнены примерно до 5 ГэВ/с, что не позволило детально исследовать азимутальную зависимость эффекта гашения струй. Измерение значений v_2 в столкновениях Cu + Au и U + U для π^0 -мезонов даст возможность получить эллиптические потоки в этих системах столкновений до больших значений поперечного импульса [17, 18], что откроет путь к детальному исследованию как гидродинамической природы v_2 , так и азимутальной зависимости эффекта гашения струй.

Задача настоящей работы состоит в измерении и сравнении эллиптических потоков π^0 -мезонов в зависимости от их поперечного импульса в различных центральных столкновениях ядер меди и золота (Cu + Au) при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и ядер урана (U + U) при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ.

Методика исследования

Экспериментальные данные, анализируемые в настоящей работе, были получены в 2012 году на спектрометре PHENIX, расположенном на коллайдере RHIC. На рис. 1 представлена соответствующая конфигурация спектрометра PHENIX [9].

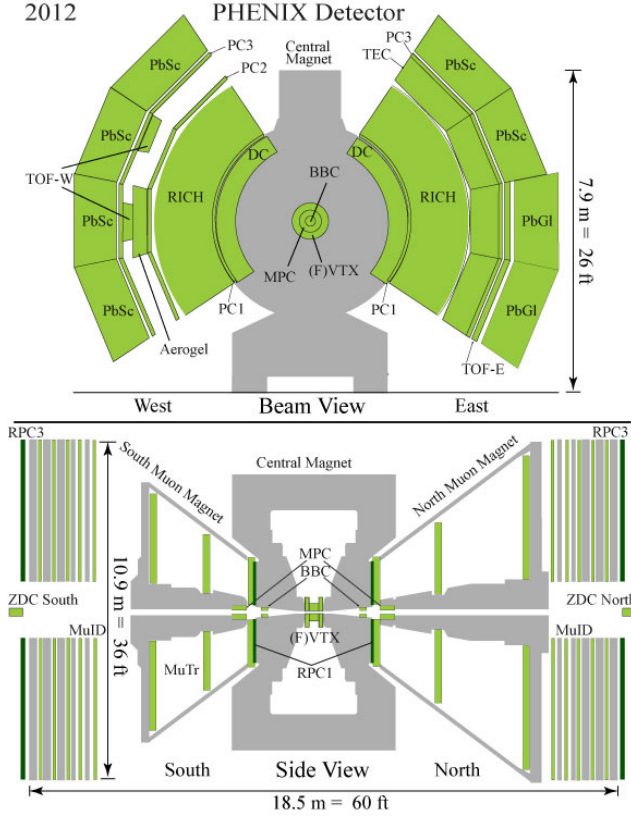


Рис. 1. Конфигурация спектрометра PHENIX в период набора данных в 2012 году

где $Q_{n,x} = \sum_{i=1}^N \omega_i \cos(n\varphi_i)$, $Q_{n,y} = \sum_{i=1}^N \omega_i \sin(n\varphi_i)$; Ψ_n^{EP} – азимутальный угол плоскости события n -й гармоники; при этом N – количество частиц в событии; φ_i – измеренный азимутальный угол частиц; ω_i – вес (например, p_T [19]), который используют для коррекции азимутальной анизотропии детектора или для учета множественности частиц.

Угол Ψ_n^{EP} можно измерить для каждой гармоники n , что дает n независимых оценок угла Ψ^{RP} :

$$\Psi_n^{EP} = \frac{1}{n} \arctan \left(\frac{Q_{n,x}}{Q_{n,y}} \right).$$

В случае идеального углового акцептанса детекторов точность оценки плоскости реакции зависит только от множественности частиц, применяемых для расчета векторов Q_n : чем больше частиц используется для определения плоскости события, тем ближе измеренный угол Ψ_n^{EP} к истинному Ψ^{RP} [20]. Однако в эксперименте угловой акцептанс детекторов ограничен, а также могут проявляться различные дополнительные эффекты, искажающие измерения азимутальных углов и приводящие к неправильному измерению анизотропных потоков. Для учета этих эффектов используются следующие общепринятые методы, основанные исключительно на экспериментально измеряемых величинах: центрирование векторов Q_n и выравнивание распределения углов Ψ_n^{EP} [19].

Центрирование векторов Q_n позволяет устранить сдвиг детекторов в плоскости, поперечной пучку, за счет вычитания их среднего значения:

$$Q'_{n,x} = Q_{n,x} - \langle Q_{n,x} \rangle, \quad Q'_{n,y} = Q_{n,y} - \langle Q_{n,y} \rangle,$$

Измерение плоскости реакции. При измерении анизотропных потоков существенная сложность состоит в определении ориентации плоскости реакции (т.е. ее азимутального угла Ψ^{RP}). Плоскость реакции задается осью ионного пучка и вектором прицельного параметра, который невозможно прямо измерить в эксперименте.

Одним из самых широко используемых методов для определения плоскости реакции служит ее оценка через измеримую в эксперименте плоскость события (так называемый «метод плоскости события» [19]). Ключевая идея этого метода заключается в использовании экспериментальной оценки вектора прицельного параметра в каждом событии – вектора потока Q_n гармоники n – вместо самого вектора [19].

Вектор Q_n можно получить для каждой гармоники Фурье на основании самого анизотропного потока в событии. Указанный вектор рассчитывается с помощью измеренных в эксперименте азимутальных углов частиц следующим образом:

$$Q_n = Q_{n,x} + iQ_{n,y} = |Q_n| e^{in\Psi_n^{EP}},$$

где $Q'_{n,x}$ и $Q'_{n,y}$ – компоненты вектора Q_n после центрирования; угловые скобки показывают усреднение векторов Q_n по всем событиям в одном интервале по центральности и по вершине.

Данный метод позволяет устранить большинство эффектов неоднородности углового акцептанса детекторов.

Остаточные неоднородности устраняются с помощью выравнивания распределения углов Ψ_n^{EP} за счет сдвига азимутального угла плоскости события на величину $\Delta\Psi_n$ [19]:

$$(\Psi_n^{EP})' = \Psi_n^{EP} + n\Delta\Psi_n,$$

$$n\Delta\Psi_n = \sum_{k=1}^M \frac{2}{k} \left[-\langle \sin(kn\Psi_n^{EP}) \rangle \cos(kn\Psi_n^{EP}) + \langle \cos(kn\Psi_n^{EP}) \rangle \sin(kn\Psi_n^{EP}) \right],$$

где $(\Psi_n^{EP})'$ – азимутальный угол плоскости события после сдвига; величина M определяет наибольший порядок гармоники Фурье и для анализов данных по измерению v_1 или v_2 обычно определяется как $M = 4/n$ [19].

После применения двух методов корректировки итоговое распределение углов Ψ_n^{EP} становится изотропным, что позволяет устранять влияние неоднородности углового акцептанса детекторов на измеряемые значения анизотропных потоков.

Значение Ψ_n^{EP} зависит от количества частиц, используемых для его оценки. Однако количество частиц в эксперименте ограничено, что приводит к дополнительному искажению определяемой плоскости события. Для устранения этого искажения вводится величина, называемая разрешением плоскости события:

$$\text{Res}\{\Psi_n^{EP}\} = \left\langle \cos \left[n(\Psi_n^{EP} - \Psi^{RP}) \right] \right\rangle.$$

Измерения величины разрешения плоскости события производятся по корреляциям углов Ψ_n^{EP} , измеренных независимо разными детекторами в различных диапазонах по псевдобыстроте. В случае симметричных систем столкновения (например, Au + Au), детектор, использующийся для измерения углов Ψ_n^{EP} и состоящий из двух частей, расположенных в противоположных диапазонах по псевдобыстроте, будет регистрировать в среднем одинаковое количество частиц в каждой части детектора. В таком случае можно говорить о «разбиении» одного события на два, в каждом из которых производится независимое измерение угла Ψ_n^{EP} – так называемый «метод двух подсобытий» [19]:

$$\text{Res}\{\Psi_n^{EPA}\} = \text{Res}\{\Psi_n^{EPB}\} = \sqrt{\left\langle \cos \left[n(\Psi_n^{EPA} - \Psi_n^{EPB}) \right] \right\rangle},$$

$$\text{Res}\{\Psi_n^{EP}\} = \sqrt{2 \left\langle \cos \left[n(\Psi_n^{EPA} - \Psi_n^{EPB}) \right] \right\rangle},$$

где Ψ_n^{EPA} , Ψ_n^{EPB} – азимутальные углы плоскости события, измеренные в подсистеме EPA и EPB одного детектора EP (например, подсистемы BBCS и BBCN детектора BBC [21]).

Однако в столкновениях тяжелых ядер, отличных от симметричных, например в системе Cu + Au или в столкновениях продольно деформированных ядер урана (U + U), маловероятно иметь детекторы, состоящие из двух подсистем, регистрирующих в среднем одинаковое количество частиц. Наиболее надежным и независимым от симметрии системы столкновений является метод трех подсобытий:

$$\text{Res}\{\Psi_n^A\} = \sqrt{\frac{\left\langle \cos \left[n(\Psi_n^A - \Psi_n^B) \right] \right\rangle \left\langle \cos \left[n(\Psi_n^A - \Psi_n^C) \right] \right\rangle}{\left\langle \cos \left[n(\Psi_n^C - \Psi_n^B) \right] \right\rangle}},$$

$$\text{Res}\{\Psi_n^B\} = \sqrt{\frac{\left\langle \cos \left[n(\Psi_n^B - \Psi_n^A) \right] \right\rangle \left\langle \cos \left[n(\Psi_n^B - \Psi_n^C) \right] \right\rangle}{\left\langle \cos \left[n(\Psi_n^A - \Psi_n^C) \right] \right\rangle}},$$

$$\text{Res}\{\Psi_n^C\} = \sqrt{\frac{\langle \cos[n(\Psi_n^C - \Psi_n^A)] \rangle \langle \cos[n(\Psi_n^C - \Psi_n^B)] \rangle}{\langle \cos[n(\Psi_n^A - \Psi_n^B)] \rangle}},$$

где $\Psi_n^A, \Psi_n^B, \Psi_n^C$ – азимутальные углы плоскости события, измеренные в различных детекторах A, B и C (т.е. детектор EP в данном случае – это один из детекторов A, B, C).

Таким образом, чтобы получить финальные значения v_n , необходимо измеренные значения анизотропных потоков

$$v_n^{meas} = \langle \cos[n(\varphi - \Psi_n^{EP})] \rangle$$

нормировать на величину разрешения плоскости события:

$$v_n = \langle \cos[n(\varphi - \Psi_n^{RP})] \rangle = \frac{\langle \cos[n(\varphi - \Psi_n^{EP})] \rangle}{\langle \cos[n(\Psi_n^{EP} - \Psi_n^{RP})] \rangle} = \frac{v_n^{meas}}{\text{Res}\{\Psi_n^{EP}\}}.$$

В данной работе плоскость события измерялась с помощью детекторов FVTX [22] и BBC при анализе столкновений $\text{Cu} + \text{Au}$, а при изучении данных по столкновениям $\text{U} + \text{U}$ для измерения углов Ψ_n^{EP} использовался детектор MPC [23]. Значения разрешений плоскости события были получены для обеих систем столкновений с помощью метода трех подсобытий, в котором в качестве дополнительной независимой оценки углов Ψ_n^{EP} использовалась детекторная система центральных плеч спектрометра PHENIX (CNT [24]), т.е. при анализе столкновений $\text{Cu} + \text{Au}$ применялась комбинация детекторов FVTX-BBC-CNT, а при анализе столкновений $\text{U} + \text{U}$ – MPC-BBC-CNT:

$$\begin{aligned} \text{Res}\{\Psi_n^{FVTX}\} &= \sqrt{\frac{\langle \cos[n(\Psi_n^{FVTX} - \Psi_n^{BBC})] \rangle \langle \cos[n(\Psi_n^{FVTX} - \Psi_n^{CNT})] \rangle}{\langle \cos[n(\Psi_n^{CNT} - \Psi_n^{BBC})] \rangle}}, \\ \text{Res}\{\Psi_n^{BBC}\} &= \sqrt{\frac{\langle \cos[n(\Psi_n^{BBC} - \Psi_n^{FVTX})] \rangle \langle \cos[n(\Psi_n^{BBC} - \Psi_n^{CNT})] \rangle}{\langle \cos[n(\Psi_n^{CNT} - \Psi_n^{FVTX})] \rangle}}, \\ \text{Res}\{\Psi_n^{MPC}\} &= \sqrt{\frac{\langle \cos[n(\Psi_n^{MPC} - \Psi_n^{BBC})] \rangle \langle \cos[n(\Psi_n^{MPC} - \Psi_n^{CNT})] \rangle}{\langle \cos[n(\Psi_n^{CNT} - \Psi_n^{BBC})] \rangle}}. \end{aligned}$$

Важно отметить, что в столкновениях $\text{Cu} + \text{Au}$ детектор FVTX использовался при $p_T < 5$ ГэВ/с, а при остальных значениях поперечного импульса использовался детектор BBC. С одной стороны, значения $\text{Res}\{\Psi_n^{FVTX}\}$ превосходят значения $\text{Res}\{\Psi_n^{BBC}\}$ во всем рассматриваемом диапазоне по центральности [16], что делает его предпочтительным. Но с другой стороны, в отличие от детектора BBC ($3,1 < |\eta| < 3,9$) у детектора FVTX диапазон по псевдобыстроте ($1,0 < |\eta| < 3,0$) близок к области малых быстрот ($|\eta| < 0,35$), где происходит измерение рождения π^0 -мезонов, изучаемых в данной работе. Близость детектора FVTX к области малых быстрот делает его более восприимчивым, чем BBC к непотоковым эффектам (таким как распад резонансов) [25], искажающим значения анизотропных потоков. Благодаря этим двум особенностям детекторной установки, комбинация детекторов FVTX и BBC в зависимости от p_T позволяет устранить влияние непотоковых эффектов и провести точные измерения анизотропных потоков.

Методика измерения значений эллиптических потоков. В данной работе были измерены анизотропные потоки второго порядка, называемые эллиптическими потоками v_2 , поэтому далее в работе везде принимается, что $n = 2$. Измерения коэффициентов v_2 были выполнены для π^0 -мезонов как функция от их поперечного импульса в различных

центральных столкновений ядер меди и золота (Cu + Au) при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и ядер урана (U + U) при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ. Методика получения значений v_2 заключалась в аппроксимации распределения π^0 -мезонов по их азимутальному углу относительно плоскости события следующей функцией:

$$\frac{dN}{d\phi} = \frac{N_0}{2\pi} \left(1 + 2v_2^{meas} \cos \left[n(\phi - \Psi_2^{EP}) \right] \right).$$

Для построения распределения π^0 -мезонов по их азимутальному углу относительно плоскости события ($\Delta\phi = \phi - \Psi_2^{EP}$) было проведено измерение их выходов в шести диапазонах по $\Delta\phi$ в интервале от 0 до $\pi/2$. Реконструкция π^0 -мезонов была выполнена в канале распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Регистрация дочерних фотонов и определение их кинематических характеристик были осуществлены с помощью электромагнитного калориметра EMCal [26].

На основе зарегистрированных пар фотонов, удовлетворяющих критериям отбора [17, 18], формировалось их распределение по инвариантной массе. Исходное распределение состояло из фоновой части и сигнала π^0 -мезонов. Фоновая часть подразделялась на коррелированную и некоррелированную составляющие. Некоррелированная составляющая вычиталась с помощью метода смешивания событий. Коррелированная фоновая часть аппроксимировалась полиномом второй степени и вычиталась из распределения по инвариантной массе. Остальное распределение пар фотонов по инвариантной массе аппроксимировалось функцией Гаусса, а величина выхода π^0 -мезонов вычислялась путем интегрирования этого распределения в интервале $\pm 2\sigma$ от массы π^0 -мезона.

После извлечения значений измеренных эллиптических потоков из аппроксимации распределения $dN/d\phi$ значения v_2^{meas} нормировались на величину разрешения плоскости события. Измерения были проведены отдельно для каждого интервала по поперечному импульсу в диапазоне $1 < p_T < 10$ ГэВ/с и для шести классов событий по центральности столкновений Cu + Au и U + U:

0 – 10%, 10 – 20%, 20 – 30%, 30 – 40%, 40 – 50% и 50 – 60%.

Результаты измерений, их анализ и обсуждение

На рис. 2 представлены измеренные зависимости значений v_2 для π^0 -мезонов от их поперечного импульса в различных классах событий по центральности столкновений Cu + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и U + U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ.

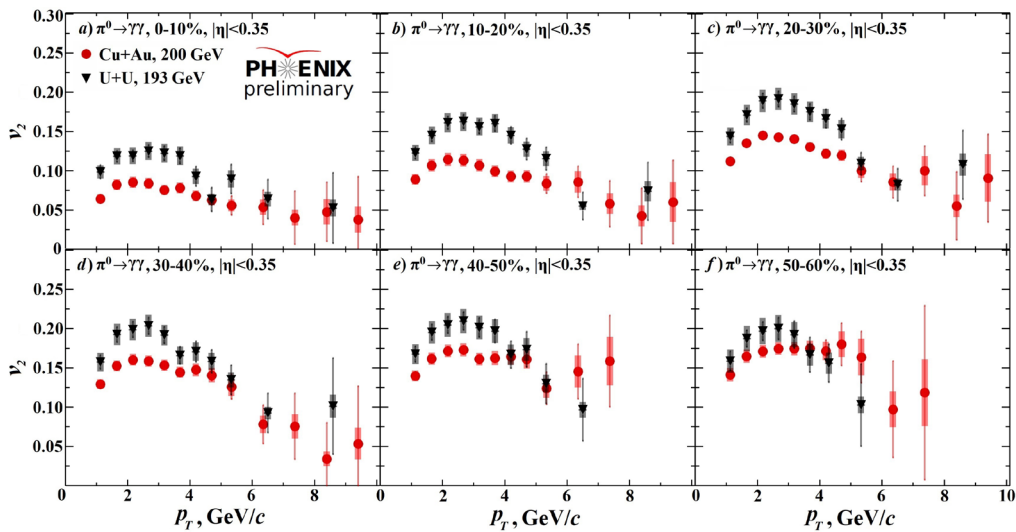


Рис. 2. Зависимости значений v_2 для π^0 -мезонов от поперечного импульса p_T , измеренные в столкновениях Cu+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и U+U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ в шести классах событий по центральности (%): 0–10 (a), 10–20 (b), 20–30 (c), 30–40 (d), 40–50 (e), 50–60 (f).

Реконструкция π^0 -мезонов выполнена в канале распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и в области малых быстрот ($|\eta| < 0,35$)

В зависимостях $v_2(p_T)$ на рис. 2 целесообразно выделить два диапазона по поперечному импульсу: $p_T < 5$ ГэВ/с и $p_T > 5$ ГэВ/с. Границей этих диапазонов служит место пересечения зависимостей $v_2(p_T)$ в обеих системах столкновений – при значении $p_T \approx 5$ ГэВ/с. Наблюдаемое изменение упорядочения зависимостей $v_2(p_T)$ указывает на смену доминирующего механизма формирования v_2 с гидродинамического расширения КГП на потери энергии партонов. Аналогичное поведение зависимости $v_2(p_T)$ для π^0 -мезонов наблюдалось ранее в столкновениях ядер золота Au+Au [12].

В диапазоне $p_T < 5$ ГэВ/с эллиптические потоки π^0 -мезонов в столкновениях U + U систематически превосходят аналогичные значения в столкновениях Cu + Au. Это, скорее всего, связано с тем, что столкновения U + U приводят к образованию большего объема КГП, чем столкновения Cu + Au. Различие объемов КГП приводит к разным значениям коллективного потока, в частности эллиптического потока, в рассматриваемых системах. Это наблюдение интерпретируется в рамках гидродинамической модели КГП, что можно проверить, если учесть форму области перекрытия ядер и размеры образованной КГП.

В диапазоне высоких значений поперечных импульсов $p_T > 5$ ГэВ/с измеренные зависимости $v_2(p_T)$ в столкновениях U + U и Cu + Au соизмеримы с учетом неопределенностей измерений и имеют положительные значения. Формирование положительных значений эллиптических потоков при таких больших значениях величины p_T объясняется различной длиной пробега высокоэнергетичных партонов в среде КГП относительно плоскости реакции: чем большее расстояние партон проходит в КГП, тем больше он теряет энергии и, следовательно, тем сильнее эффект гашения адронных струй.

Таким образом, совпадение значений $v_2(p_T)$ в столкновениях U + U и Cu + Au при $p_T > 5$ ГэВ/с свидетельствует об одинаковой степени азимутальной анизотропии эффекта гашения адронных струй в рассмотренных столкновениях.

Измеренные значения эллиптических потоков в обеих системах столкновений растут по мере увеличения центральности (т.е. при переходе от центральных столкновений к периферическим), вплоть до значений центральности 40 – 50%. Рост значений v_2 с увеличением p_T обусловлен усиливающейся пространственной анизотропией области перекрытия ядер. Однако величина эллиптических потоков зависит также от множественности π^0 -мезонов, которая, напротив, снижается при переходе к периферическим столкновениям. Конкуренция этих двух эффектов приводит к ограничению максимальных значений $v_2(p_T)$, наблюдаемому для центральности 40 – 50%.

В периферических столкновениях, соответствующих центральностям 40 – 50% и 50 – 60%, происходит уменьшение множественности рождающихся частиц, что может приводить к усилению непотоковых эффектов, особенно в области высоких значений $p_T > 5$ ГэВ/с и, как следствие, к завышению измеренных значений v_2 . Из данных на рис. 2 следует, что значения $v_2(p_T)$ π^0 -мезонов в центральностях 40 – 50% и 50 – 60% столкновений Cu + Au при $p_T > 5$ ГэВ/с превосходят аналогичные значения в (U + U)-столкновениях. Это различие может быть связано с влиянием непотоковых эффектов на измеренные значения v_2 при $p_T > 5$ ГэВ/с в столкновениях Cu + Au, даже несмотря на существенный промежуток по псевдобыстроте между оценкой плоскости реакции и измерением рождения π^0 -мезонов.

Для более наглядного сравнения измеренных эллиптических потоков π^0 -мезонов в рамках каждой рассматриваемой системы столкновений Cu + Au и U + U, полученные зависимости $v_2(p_T)$ были построены на одном рисунке для всех классов событий по центральности. Данные зависимости представлены на рис. 3 для столкновений Cu + Au и U + U.

В дополнение к выводам, сделанным на основе данных рис. 2, следует отметить, что согласно результатам, представленным на рис. 3 для центральностей 40 – 50% и 50 – 60% столкновений Cu + Au, значения v_2 при $p_T > 4$ ГэВ/с превосходят аналогичные значения, измеренные в остальных центральностях и в системе столкновений U + U. Такое наблюдение может указывать на наличие существенного вклада от непотоковых эффектов в измеренные значения v_2 .

Кроме того, при высоких значениях поперечных импульсов $p_T > 5$ ГэВ/с во всех рассматриваемых системах столкновений эллиптические потоки π^0 -мезонов имеют

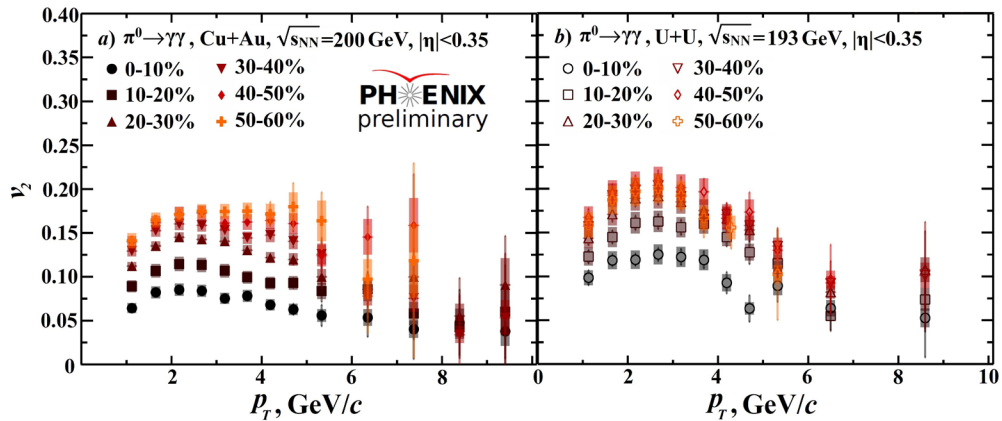


Рис. 3. Зависимости значений v_2 для π^0 -мезонов от величины p_T , измеренные в столкновениях Cu + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ (a) и U + U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ (b) в шести классах событий по центральности.

Реконструкция π^0 -мезонов выполнена в канале распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и в области малых быстрот ($|\eta| < 0,35$)

положительные значения. Такой результат, скорее всего, обусловлен преобладанием эффекта гашения адронных струй в механизме развития эллиптических потоков.

Заключение

В представленной работе были измерены эллиптические потоки π^0 -мезонов в широком диапазоне значений поперечных импульсов ($1 \leq p_T < 10$ ГэВ/с) в различных интервалах по центральности столкновений Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и U + U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ. Кроме того, в ходе работы была подробно представлена методика этих измерений и проведено сравнение измеренных значений $v_2(p_T)$ π^0 -мезонов в столкновениях Cu + Au и U + U.

Установлено, что измеренные значения v_2 π^0 -мезонов увеличиваются при переходе от центральных столкновений к периферическим вплоть до центральности 40 – 50%. Полученный результат объясняется тем, что увеличение центральности влечет за собой, с одной стороны, повышение асимметрии области перекрытия ядер, а с другой, – снижение множественности регистрируемых частиц. Оба эффекта оказывают противоположное влияние на величину v_2 , приводя к ограничению максимальных значений эллиптических потоков в интервале 40 – 50% по центральности столкновений Cu + Au и U + U.

Обнаружено, что значения $v_2(p_T)$ π^0 -мезонов при $p_T < 5$ ГэВ/с в системе столкновений Cu + Au оказались ниже, чем в столкновениях U + U. Это наблюдение может свидетельствовать об образовании большего объема КГП в столкновениях U + U.

В области больших поперечных импульсов ($p_T > 5$ ГэВ/с) эллиптические потоки π^0 -мезонов в рассмотренных системах столкновений имеют положительные значения, что, по нашему мнению, связано с зависимостью потерь энергии партонов от длины их пути в КГП.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Adcox K., Adler S., Afanasiev S., et al. (PHENIX Collaboration). Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration // Nuclear Physics A. 2005. Vol. 757. No. 1–2. Pp. 184–283.
2. Shuryak E. Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter // Physics Reports. 1980. Vol. 61. No. 2. Pp. 71–158.
3. Collins J., Perry M. Superdense matter: Neutrons or asymptotically free quarks? // Physical Review Letters. 1975. Vol. 34. No. 21. Pp. 1353–1356.
4. Matsui T., Satz H. J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation // Physics Letters B. 1986. Vol.178. No. 4. Pp. 416–422.

5. **Ollitrault J.-Y.** Anisotropy as a signature of transverse collective flow // *Physical Review D*. 1992. Vol. 46. No. 1. Pp. 229–245.
6. **Cao S., Wang X.-N.** Jet quenching and medium response in high-energy heavy-ion collisions: A review // *Reports on Progress in Physics*. 2021. Vol. 84. No. 2. P. 024301.
7. **Heinz U., Snellings R.** Collective flow and viscosity in relativistic heavy-ion collisions // *Annual Review of Nuclear and Particle Science*. 2013. Vol. 63. October. Pp. 123–151.
8. **Voloshin S., Zhang Y.** Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of azimuthal particle distributions // *Zeitschrift für Physik C*. 1996. Vol. 70. December. Pp. 665–671.
9. **Adcox K., Adler S., Aizama M., et al.** (PHENIX Collaboration). PHENIX detector overview // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 2003. Vol. 499. No. 2–3. Pp. 469–479.
10. **Adams J., Aggarwal M., Ahammed Z., et al.** (STAR Collaboration). Azimuthal anisotropy in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Physical Review C*. 2005. Vol. 72. No. 1. P. 014904.
11. **Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al.** (PHENIX Collaboration). Systematic study of azimuthal anisotropy in Cu+Cu and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ and 200 GeV // *Physical Review C*. 2015. Vol. 92. No. 3. P. 034913.
12. **Afanasiev S., Aidala C., Ajitanand N., et al.** (PHENIX Collaboration). High- p_T π^0 production with respect to the reaction plane in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Physical Review C*. 2009. Vol. 80. No. 5. P. 054907.
13. **Aamodt K., Abelev B., Abrahantes Quintana A., et al.** (ALICE Collaboration). Elliptic flow of charged particles in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // *Physical Review Letters*. 2010. Vol. 105. No. 25. P. 252302.
14. **Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al.** (PHENIX Collaboration). Scaling properties of azimuthal anisotropy in Au+Au and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Physical Review Letters*. 2007. Vol. 98. No. 16. P. 162301.
15. **Wang Z., Chen J., Xu H., Zhao J.** Systematic investigation of the nuclear multipole deformations in U+U collisions with a multi-phase transport model // *Physical Review C*. 2024. Vol. 110. No. 3. P. 034907.
16. **Abdulameer N., Acharya U., Aidala C., et al.** (PHENIX Collaboration). Measurement of φ meson production in Cu+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and U+U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV // *Physical Review C*. 2023. Vol. 107. No. 1. P. 014907.
17. **Aidala C., Ajitanand N., Akiba Y., et al.** (PHENIX Collaboration). Production of π^0 and η mesons in Cu+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Physical Review C*. 2018. Vol. 98. No. 5. P. 054903.
18. **Acharya U., Aidala C., Ajitanand N., et al.** (PHENIX Collaboration). Production of π^0 and η mesons in U+U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 192$ GeV // *Physical Review C*. 2020. Vol. 102. No. 6. P. 064905.
19. **Poskanzer A., Voloshin S.** Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions // *Physical Review C*. 1998. Vol. 58. No. 3. Pp. 1671–1678.
20. **Selyuzhenkov I., Voloshin S.** Effects of nonuniform acceptance in anisotropic flow measurements // *Physical Review C*. 2008. Vol. 77. No. 3. P. 034904.
21. **Allen M., Bennett M., Bobrek M., et al.** (PHENIX Collaboration). PHENIX inner detectors // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 2003. Vol. 499. No. 2–3. Pp. 549–559.
22. **Aidala C., Anaya L., Anderssen E., et al.** (PHENIX Collaboration). The PHENIX Forward Silicon Vertex Detector // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 2014. Vol. 755. 11 August. Pp. 44–61.
23. **Chiu M.** Single spin transverse asymmetries of neutral pions at forward rapidities in $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV polarized proton collisions in PHENIX // *AIP Conference Proceedings*. 2007. Vol. 915. No. 1. Pp. 539–542.
24. **Adcox K., Ajitanand N., Alexander J., et al.** (PHENIX Collaboration). PHENIX central arm tracking detectors // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 2003. Vol. 499. No. 2–3. Pp. 489–507.
25. **Ollitrault J.-Y., Poskanzer A., Voloshin S.** Effect of flow fluctuations and nonflow on elliptic flow methods // *Physical Review C*. 2009. Vol. 80. No. 1. P. 014904.
26. **Aphcetché L., Awes T., Banninget J., al.** (PHENIX Collaboration). PHENIX calorimeter // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 2003. Vol. 499. No. 2–3. Pp. 521–536.

REFERENCES

1. Adcox K., Adler S., Afanasiev S., et al. (PHENIX Collaboration), Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration, *Nucl. Phys. A.* 757 (1–2) (2005) 184–283.
2. Shuryak E., Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter, *Phys. Rept.* 61 (2) (1980) 71–158.
3. Collins J., Perry M., Superdense matter: neutrons or asymptotically free quarks? *Phys. Rev. Lett.* 34 (21) (1975) 1353–1356.
4. Matsui T., Satz H., J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation, *Phys. Lett. B.* 178 (4) (1986) 416–422.
5. Ollitrault J.-Y., Anisotropy as a signature of transverse collective flow, *Phys. Rev. D.* 46 (1) (1992) 229–245.
6. Cao S., Wang X.-N., Jet quenching and medium response in high-energy heavy-ion collisions: a review, *Rept. Prog. Phys.* 84 (2) (2021) 024301.
7. Heinz U., Snellings R., Collective flow and viscosity in relativistic heavy-ion collisions, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 63 (Oct) (2013) 123–151.
8. Voloshin S., Zhang Y., Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of azimuthal particle distributions, *Z. Phys C.* 70 (Dec) (1996) 665–671.
9. Adcox K., Adler S., Aizama M., et al. (PHENIX Collaboration), PHENIX detector overview, *Nucl. Instrum. Meth. A.* 499 (2–3) (2003) 469–479.
10. Adams J., Aggarwal M., Ahammed Z., et al. (STAR Collaboration), Azimuthal anisotropy in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, *Phys. Rev. C.* 72 (1) (2005) 014904.
11. Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al. (PHENIX Collaboration), Systematic study of azimuthal anisotropy in Cu+Cu and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ and 200 GeV, *Phys. Rev. C.* 92 (3) (2015) 034913.
12. Afanasiev S., Aidala C., Ajitanand N., et al. (PHENIX Collaboration), High- p_T π^0 production with respect to the reaction plane in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, *Phys. Rev. C.* 80 (5) (2009) 054907.
13. Aamodt K., Abelev B., Abrahantes Quintana A., et al. (ALICE Collaboration), Elliptic flow of charged particles in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, *Phys. Rev. Lett.* 105 (25) (2010) 252302.
14. Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al. (PHENIX Collaboration), Scaling properties of azimuthal anisotropy in Au+Au and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, *Phys. Rev. Lett.* 98 (16) (2007) 162301.
15. Wang Z., Chen J., Xu H., Zhao J., Systematic investigation of the nuclear multipole deformations in U+U collisions with a multi-phase transport model, *Phys. Rev. C.* 110 (3) (2024) 034907.
16. Abdulameer N., Acharya U., Aidala C., et al. (PHENIX Collaboration), Measurement of ϕ meson production in Cu+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and U+U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV, *Phys. Rev. C.* 107 (1) (2023) 014907.
17. Aidala C., Ajitanand N., Akiba Y., et al. (PHENIX Collaboration), Production of π^0 and η mesons in Cu+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, *Phys. Rev. C.* 98 (5) (2018) 054903.
18. Acharya U., Aidala C., Ajitanand N., et al. (PHENIX Collaboration), Production of π^0 and η mesons in U+U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 192$ GeV, *Phys. Rev. C.* 102 (6) (2020) 064905.
19. Poskanzer A., Voloshin S., Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions, *Phys. Rev. C.* 58 (3) (1998) 1671–1678.
20. Selyuzhenkov I., Voloshin S., Effects of nonuniform acceptance in anisotropic flow measurements, *Phys. Rev. C.* 77 (3) (2008) 034904.
21. Allen M., Bennett M., Bobrek M., et al. (PHENIX Collaboration), PHENIX inner detectors, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 499 (2–3) (2003) 549–559.
22. Aidala C., Anaya L., Anderssen E., et al. (PHENIX Collaboration), The PHENIX Forward Silicon Vertex Detector, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 755 (11 Aug) (2014) 44–61.
23. Chiu M., Single spin transverse asymmetries of neutral pions at forward rapidities in $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV polarized proton collisions in PHENIX, *AIP Conf. Proc.* 915 (1) (2007) 539–542.
24. Adcox K., Ajitanand N., Alexander J., et al. (PHENIX Collaboration), PHENIX central arm tracking detectors, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 499 (2–3) (2003) 489–507.

25. Ollitrault J.-Y., Poskanzer A., Voloshin S., Effect of flow fluctuations and nonflow on elliptic flow methods, Phys. Rev. C. 80 (1) (2009) 014904.

26. Ahechetche L., Awes T., Banninget J., et al. (PHENIX Collaboration), PHENIX calorimeter, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 499 (2–3) (2003) 521–536.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

БАНИКОВ Егор Викторович – аспирант Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

bannikov.ev.21@gmail.com

ORCID: 0000-0002-9820-062X

БЕРДНИКОВ Ярослав Александрович – доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

berdnikov@spbstu.ru

ORCID: 0000-0003-0309-5917

КОТОВ Дмитрий Олегович – кандидат физико-математических наук, доцент Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

dmitriy.kotov@gmail.com

ORCID: 0000-0002-3395-0454

ЛАРИОНОВА Дарья Максимовна – кандидат физико-математических наук, доцент Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

dashalarior@gmail.com

ORCID: 0009-0007-7019-5586

THE AUTHORS

BANNIKOV Egor V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

bannikov.ev.21@gmail.com

ORCID: 0000-0002-9820-062X

BERDNIKOV Yaroslav A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

berdnikov@spbstu.ru

ORCID: 0000-0003-0309-5917

KOTOV Dmirty O.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

dmitriy.kotov@gmail.com

ORCID: 0000-0002-3395-0454



LARIONOVA Daria M.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
dashalario@gmail.com
ORCID: 0009-0007-7019-5586

*Статья поступила в редакцию 10.12.2025. Одобрена после рецензирования 29.12.2025.
Принята 19.01.2026.*

Received 10.12.2025. Approved after reviewing 29.12.2025. Accepted 19.01.2026.