

ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ПОТОКИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ $p + \text{Au}$ ПРИ ЭНЕРГИИ 200 ГэВ

С. Д. Комарова^{1,*}, Е. В. Банников¹, Я. А. Бердников¹,
Д. О. Котов¹

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, 195251, Россия

Одной из приоритетных задач эксперимента PHENIX является исследование коллективных эффектов в малых системах столкновений, таких как протон-ядерные взаимодействия. Представлены результаты измерений эллиптического потока (v_2) нейтральных пионов в столкновениях $p + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Исследована зависимость v_2 от поперечного импульса (p_T) частиц и центральности столкновения. Приведено сравнение значений v_2 для π^0 -мезонов в столкновениях $p + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ с ранее измеренными значениями v_2 для различных типов частиц в эксперименте PHENIX. Полученные результаты важны для понимания механизмов коллективного поведения в малых системах и проверки применимости гидродинамических моделей к протон-ядерным столкновениям.

One of the priority tasks of the PHENIX experiment is the study of collective effects in small collision systems, such as proton–nucleus interactions. The results of measurements of the elliptic flow (v_2) of neutral pions in $p + \text{Au}$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV are presented. The dependence of v_2 on transverse momentum (p_T) and collision centrality has been investigated. A comparison is given between the measured π^0 v_2 values in $p + \text{Au}$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and previously measured v_2 values for various particles species in the PHENIX experiment. The obtained results are important for understanding the mechanisms of collective behavior in small collision systems and for testing the applicability of hydrodynamic models to proton–nucleus collisions.

PACS: 25.75.–q

ВВЕДЕНИЕ

В современной физике высоких энергий значительное внимание уделяется исследованию коллективных эффектов в малых системах столкновений, в которых хотя бы одно из ядер содержит небольшое число нуклонов. Первоначально считалось, что образование кварк-глюонной плазмы (КГП) — сильновзаимодействующей материи, обладающей свой-

* E-mail: snezha.komarova@gmail.com

ствами почти идеальной жидкости с крайне низкой удельной сдвиговой вязкостью (η/s), — возможно лишь в столкновениях тяжелых ионов, где достигаются достаточно высокие плотности энергии, превышающие ~ 1 ГэВ/см³ [1]. Однако наблюдение азимутальной анизотропии рожденных частиц в малых системах столкновений $p + p$ и $p + \text{Pb}$ на LHC [2] и $d + \text{Au}$ на RHIC [3] поставило под сомнение это предположение, указав на возможное образование экстремально горячей и плотной ядерной материи, транспортные свойства которой могут быть изучены посредством измерения анизотропных коллективных потоков.

Уникальная программа измерений на коллайдере RHIC, включающая столкновения $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$, предоставляет возможность изучения влияния начальной геометрии области перекрытия ядер на гидродинамическое поведение образующейся сильновзаимодействующей материи [3]. В отличие от симметричных столкновений тяжелых ионов системы $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$ характеризуются выраженной пространственной асимметрией, обусловленной значительной разницей в размерах сталкивающихся ядер. Кроме того, выбор ядра снаряда определяет форму области перекрытия с ядром мишени: в центральных столкновениях протон формирует конфигурацию, близкую к кругу, дейтрон — эллиптическую, а ядро ^3He — треугольную. Эта начальная пространственная анизотропия количественно характеризуется эксцентриситетом n -го порядка и флуктуирует от события к событию [3]. В гидродинамических моделях именно эти эксцентриситеты задают начальные условия для дальнейшей эволюции среды. Пространственная анизотропия области перекрытия ядер вызывает градиент внутреннего давления, что приводит к более интенсивному расширению среды в плоскости реакции, образованной осью пучка и вектором прицельного параметра столкновения (**b**). В результате начальная асимметрия в координатном пространстве трансформируется в анизотропию импульсного распределения рожденных частиц [3]. Таким образом, импульсная анизотропия отражает коллективное поведение на первых стадиях эволюции сильновзаимодействующей ядерной материи, где может доминировать фаза КГП.

В диапазоне поперечных импульсов $p_T \leq 5$ ГэВ/с наблюдаемая азимутальная анизотропия в распределении конечных частиц по p_T обусловлена главным образом коллективным движением в КГП [4]. Для количественного описания данной анизотропии используется разложение Фурье азимутального распределения частиц относительно угла плоскости реакции (Ψ_{RP}):

$$\frac{dN}{d(\varphi - \Psi_{\text{RP}})} \propto 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\varphi - \Psi_{\text{RP}})), \quad (1)$$

где n — порядок гармоники в разложении Фурье азимутального распределения частиц; φ — азимутальный угол частицы.

Коэффициенты Фурье разложения $v_n = \langle \cos[n(\varphi - \Psi_{\text{RP}})] \rangle$ называются анизотропными потоками. Вторым коэффициентом данного разложения является эллиптический поток (v_2), который характеризует импульсную анизотропию в направлении, поперечном плоскости реакции. Величина v_2 отражает эволюцию анизотропии в импульсном пространстве. Таким образом, измерение v_2 в малых системах столкновений является ключевым инструментом для понимания природы коллективного движения в условиях ограниченного объема и времени жизни системы (~ 10 фм/с [1]).

Особую важность представляет изучение v_2 для различных типов частиц, рожденных в столкновениях ультрарелятивистских ядер, поскольку их свойства могут отражать различные этапы эволюции материи и механизмы адронизации [5]. Существенный интерес представляют измерения v_2 нейтральных пионов, которые могут быть идентифицированы в широком диапазоне по p_T и центральности благодаря их высокому отношению сигнала к фону и относительно простой процедуре реконструкции, что обеспечивает относительно низкие неопределенности измерений их выходов [6]. Это позволяет расширить измерения v_2 в столкновениях $p + \text{Au}$ в область больших значений p_T и низких множественностей рожденных частиц (M), где ожидается усиление вклада непотоковых эффектов в измеряемую азимутальную анизотропию [6].

В данной работе представлены результаты измерений значений v_2 для π^0 -мезонов в столкновениях $p + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ ГэВ. Измерения v_2 проведены в различных диапазонах p_T и центральности столкновения. Сравнение полученных данных позволяет оценить влияние начальной геометрии на формирование v_2 и впоследствии проверить предсказания гидродинамических моделей.

ДЕТАЛИ АНАЛИЗА

Устройство детектора PHENIX подробно описано в [7] и приведено на рис. 1. PHENIX включает ряд детекторных подсистем, обеспечивающих регистрацию и идентификацию частиц в широком кинематическом диапазоне.

Вершина и центральность столкновения определялись с помощью счетчика ядро-ядерных столкновений BBC, расположенного в области псевдобыстрот $3,1 < |\eta| < 3,9$ [8]. Детектор BBC также обеспечивал работу триггера минимального смещения (minimum bias, MB), регистрирующего факт столкновения. Помимо MB-триггера для отбора наиболее центральных событий (0–5%) использовался триггер высокой множественности (High Multiplicity, HM). Для дальнейшего анализа отбирались события с координатой вершины взаимодействия в диапазоне $|z_{\text{vtx}}| < 10$ см от номинальной точки столкновения. Центральность столкновения определялась по величине зарегистрированного заряда в BBC и была ограничена диапазоном 0–60%.

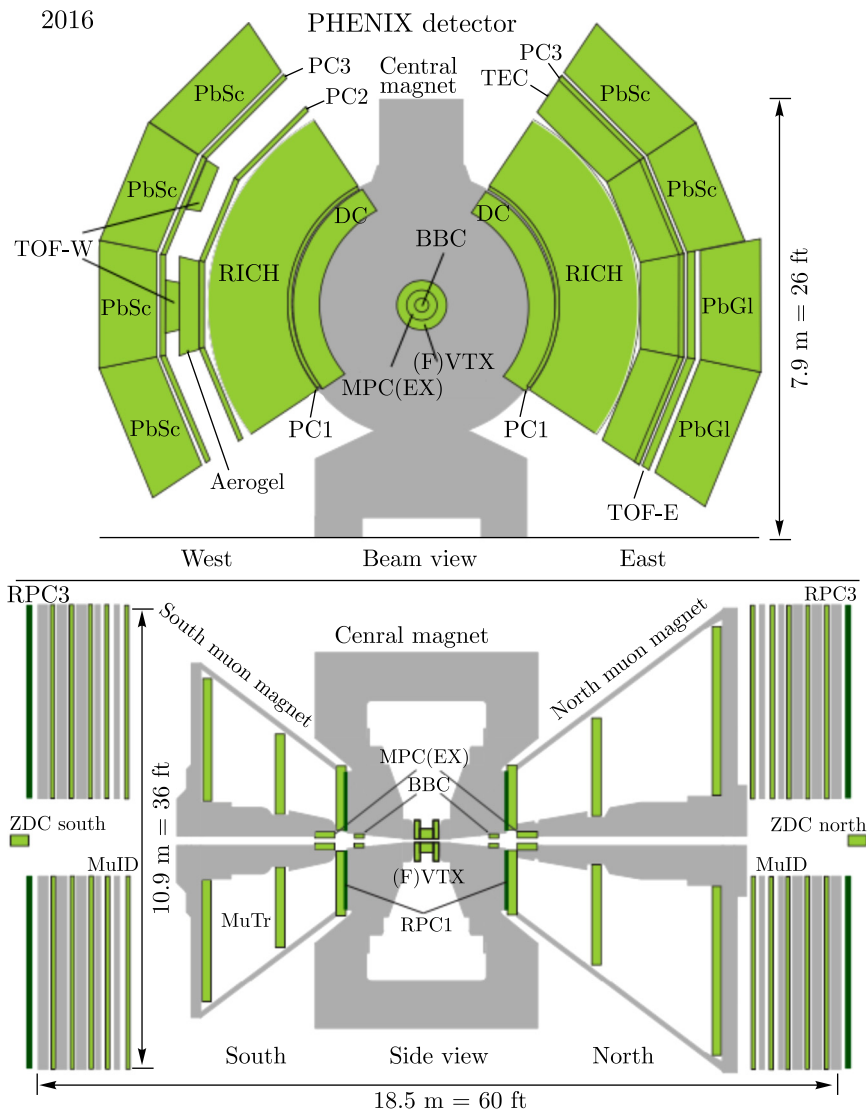


Рис. 1. Схематическое изображение детектора PHENIX в конфигурации 2016 г.

Итоговое количество событий после отбора составило $1,1 \cdot 10^9$ с использованием МВ-триггера и $4,4 \cdot 10^8$ с использованием НМ-триггера.

Кремниевый вершинный трекер (FVTX) использовался для определения траектории заряженных частиц. FVTX состоит из двух плеч, покрывающих диапазон задних и передних псевдобыстрот $1,0 < |\eta| < 3,0$.

Каждое плечо включает в себя четыре платы кремниевых микрополосковых датчиков [9]. Для реконструированных треков в FVTX требуется наличие сигналов по крайней мере в трех из четырех плат с качеством аппроксимации $\chi^2/\text{ndf} < 5$. Дополнительно требуется, чтобы расстояние наибольшего сближения трека с первичной вершиной взаимодействия (DCA) находилось в пределах 2,0 см в обоих направлениях x и y , поперечных оси пучка [10].

Центральный спектрометр установки PHENIX (CA) обеспечивал реконструкцию треков заряженных частиц в интервале псевдобыстрот $|\eta| < 0,35$ [11]. CA оснащен дрейфовыми (DC) и падовыми (PC) камерами. DC измеряют траектории заряженных частиц, что позволяет определить их поперечный импульс (p_T). PC выполняют трехмерные пространственные измерения для распознавания координат треков и восстановления продольного импульса [11]. Поскольку частицы с $p_T < 0,2$ ГэВ/с не проходят всю трековую систему CA и не могут быть надежно зарегистрированы, то такие частицы исключаются из анализа. Кроме того, на p_T идентифицированного трека накладывается условие $p_T < 2,2$ ГэВ/с. Для треков в CA применялись стандартные критерии отбора: определенное качество реконструкции в дрейфовой камере (DC quality), а также ограничение на z -координату пересечения треком первого слоя падовой камеры (PC1) в диапазоне $3 < z < 75$ см. Для отбора треков в CA также использовались критерии соответствия хиту в третьем слое падовой камеры (PC3). Требовалось, чтобы отклонение экстраполированного трека от зарегистрированного хита в PC3 по азимутальному углу и продольной координате не превышало трех стандартных отклонений (3σ).

Измерения π^0 -мезонов проводились в канале распада на два фотона ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$), которые регистрировались в электромагнитном калориметре (EMCal). EMCal состоит из шести секторов сцинтилляционных сэмплинг-калориметров (PbSc) и двух секторов черенковских калориметров (PbGl), причем данные PbGl в настоящем анализе не использовались [12].

Для подавления фона от адронных кластеров в EMCal требовалось, чтобы минимальная энергия кластера удовлетворяла условию $E_\gamma > 0,2$ ГэВ. Кроме того, форма ливня должна соответствовать критерию $\chi^2 < 3$, где χ^2 позволяет оценить, насколько пространственное распределение энергии в кластере близко к ожидаемой форме электромагнитного ливня.

Дополнительные условия отбора применялись к фотонам при реконструкции π^0 -мезонов. Оба фотона должны быть зарегистрированы в одном секторе калориметра ($N_{\text{sec}}^{\gamma 1} = N_{\text{sec}}^{\gamma 2}$). Асимметрия энергий фотонов ограничивалась условием $\alpha < 0,8$, где $\alpha = |E^{\gamma 1} - E^{\gamma 2}| / E^{\gamma 1} + E^{\gamma 2}$. Критерий α позволяет подавить комбинаторный фон, связанный с асимметричными по энергии парами фотонов, не относящимися к распаду π^0 -мезонов. Также требовалось, чтобы расстояние между кластерами составляло $R > 8$ см, что позволяет избежать перекрытия электромаг-

нитных ливней и обеспечивает корректное восстановление инвариантной массы π^0 -мезонов.

Распределения по инвариантной массе π^0 -мезонов получаются путем расчета инвариантной массы каждой фотонной пары, удовлетворяющей заданным критериям отбора, на основе кинематики двухчастичного распада. Полученное распределение состоит из сигнала π^0 -мезона и комбинаторного фона, который включает коррелированную и некоррелированную части.

Вклад некоррелированной части фона оценивается путем объединения двух фотонов из разных событий со схожими значениями центральности и вершины столкновения. Полученное таким образом распределение некоррелированного фона нормируется на исходное распределение в областях, не содержащих сигнал π^0 -мезона, после чего нормированное распределение вычитается из исходного. Однако в полученном после вычитания распределении наблюдается существенный остаточный фон. Он возникает главным образом из-за наличия коррелированных пар из других распадов частиц, которые не учитываются при определении некоррелированной части фона. Распределение по инвариантной массе после вычитания некоррелированного фона аппроксимируется суммой функции Гаусса (сигнал π^0 -мезона) и полинома второй степени (остаточный коррелированный фон). На основе полученных параметров полинома производится вычитание коррелированной компоненты фона. Чистый сигнал затем аппроксимируется функцией Гаусса, и выход π^0 -мезонов рассчитывается путем интегрирования распределения под гауссовой кривой в интервале $\pm 2\sigma$ от массы π^0 -мезона.

При измерении значений v_2 для π^0 -мезонов учитывались следующие источники систематической неопределенности:

1. *Определение первичного выхода π^0 -мезонов.* Неопределенность оценивалась путем варьирования диапазонов аппроксимации и интегрирования распределения по инвариантной массе π^0 -мезонов, а также степени полинома, используемого для описания остаточного фона.

2. *Асимметрия энергий фотонов.* Для оценки влияния критерия асимметрии α проводилось сравнение значений v_2 , полученных при трех различных условиях: $\alpha < 0,8$, $\alpha < 0,6$ и без использования отбора по асимметрии.

3. *Минимальная энергия электромагнитного кластера.* Систематическая неопределенность, связанная с выбором пороговой энергии кластера E_γ , определялась путем сравнения результатов, полученных при пороговых значениях 0,1, 0,2 и 0,3 ГэВ.

4. *Определение плоскости события.* Вклад данного источника оценивался сопоставлением значений v_2 для фотонов, полученных при восстановлении плоскости события с помощью детекторов FVTXS и BBCS.

5. *Идентификация фотонов.* Неопределенность оценивалась путем сравнения значений v_2 , полученных с использованием ограничения на форму ливня $\chi^2 < 3$ и без него.

Суммарная систематическая неопределенность измерения v_2 для π^0 -мезонов достигает 20 % для центральных столкновений (0–5 %) и возрастает до 30–45 % при переходе к более широкому диапазонам по центральности (0–20, 20–40, 40–60 %). Наибольшая систематическая неопределенность связана с выбором детектора для восстановления плоскости события и в периферических столкновениях достигает 30 %.

Количественная оценка вклада непотоковых корреляций, связанных с влиянием струй и с возможными другими корреляциями между частицами, в данной работе не проводилась. Качественное обсуждение возможной роли непотоковых эффектов в формировании наблюдаемой анизотропии представлено в разделе, посвященном обсуждению результатов.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ПОТОКА

Метод плоскости события [13] является одним из основных способов измерения анизотропных потоков (v_n), который может быть выражен через формализм Q^n -векторов. Для каждой гармоники определяется свой угол плоскости события (Ψ_n), где n — номер гармоники. Для события с N конечным числом частиц x - и y -компоненты n -го вектора потока Q^n определяются следующим образом:

$$Q_x^n = \sum_{i=1}^N (\omega_i \cos(n\varphi_i)), \quad Q_y^n = \sum_{i=1}^N (\omega_i \sin(n\varphi_i)), \quad (2)$$

где ω_i — весовой коэффициент i -й частицы, учитывающий возможные поправки на эффективность работы детекторов или другие физические эффекты; φ_i — азимутальный угол i -й частицы; n — порядок гармоники в разложении Фурье азимутального распределения частиц.

Угол Ψ_n для n -й гармоники определяется через компоненты Q^n -вектора:

$$\Psi_n = \frac{1}{n} \arctan \left(\frac{Q_y^n}{Q_x^n} \right). \quad (3)$$

После определения Ψ_n для расчета v_n используется соотношение

$$v_n = \frac{\langle \langle \cos(n(\varphi - \Psi_n)) \rangle \rangle}{\langle \langle \cos(n(\Psi_n - \Psi_{RP})) \rangle \rangle} = \frac{\langle \langle \cos(n(\varphi - \Psi_n)) \rangle \rangle}{\text{Res}(\Psi_n)}, \quad (4)$$

где двойные угловые скобки $\langle \langle \rangle \rangle$ обозначают усреднение по всем частицам в одном событии с последующим усреднением по ансамблю событий, φ — азимутальный угол частицы, $\text{Res}(\Psi_n)$ — разрешение плоскости события.

При анализе данных Ψ_n оценивается по конечному числу частиц, что приводит к статистическому «размытию» измеряемого значения. Степень этого размытия характеризуется величиной $\text{Res}(\Psi_n)$. Поскольку

истинное значение Ψ_{RP} априори неизвестно, для оценки $\text{Res}(\Psi_n)$ используются корреляции между Ψ_n , измеренными в различных детекторных подсистемах. Ввиду ограниченного аксептанса и возможных неисправностей в работе детекторов исходные распределения Ψ_n анизотропны. С целью устранения данных систематических неточностей в измерении Ψ_n применяются стандартные процедуры корректировок: центрирование Q^n -векторов [14] и выполаживание распределений измеренных значений Ψ_n [15].

Поскольку система столкновений $p + \text{Au}$ является асимметричной, $\text{Res}(\Psi_n)$ необходимо рассчитывать с использованием стандартного метода трех подсобытий [16]. В отличие от симметричных $A + A$ -столкновений в системе $p + \text{Au}$ наблюдается существенная асимметрия в распределении M относительно области центральных псевдобыстрот. В таких асимметричных системах не только величина M , но и само значение сигнала v_2 различается для частиц, летящих в переднюю и заднюю области псевдобыстрот. Это приводит к тому, что Ψ_n , восстановленные в различных псевдобыстротных интервалах, могут быть скоррелированы с асимметрией выхода частиц. В результате стандартный метод с двумя подсобытиями, предполагающий симметрию выхода частиц и одинаковый сигнал v_2 в разных псевдобыстротных интервалах, дает систематическое смещение при оценке корреляций между Ψ_n .

Метод трех подсобытий позволяет минимизировать данное смещение путем построения независимых оценок Ψ_n в трех различных детекторных подсистемах (подсобытиях A , B и C) с непересекающимися псевдобыстротными интервалами, что обеспечивает корректное измерение $\text{Res}(\Psi_n)$ при наличии сильной пространственной асимметрии. Тогда $\text{Res}(\Psi_n)$ для подсобытия A определяется как

$$\text{Res}(\Psi_n^A) = \sqrt{\frac{\langle \cos(n(\Psi_n^A - \Psi_n^B)) \rangle \langle \cos(n(\Psi_n^A - \Psi_n^C)) \rangle}{\langle \cos(n(\Psi_n^B - \Psi_n^C)) \rangle}}. \quad (5)$$

В данном анализе, посвященном изучению v_2 , значение n полагается равным 2. Далее во всех выражениях будем использовать $n = 2$, что соответствует второй гармонике в разложении Фурье и характеризует эллиптическую анизотропию азимутального распределения рожденных частиц.

Для расчета значений $\text{Res}(\Psi_2)$ использовались следующие детекторные подсистемы: кремниевый вершинный трекер (FVTXS) [17], счетчик ядро-ядерных столкновений (BBCS) [18], расположенные в области задних псевдобыстрот, а также СА [17]. Данные подсистемы охватывают различные диапазоны по псевдобыстроте: $-3 < \eta < -1$, $-3,9 < \eta < -3,1$ и $|\eta| < 0,35$ соответственно. Выбор детекторов FVTXS и BBCS обусловлен асимметричной геометрией столкновений $p + \text{Au}$, в результате чего основная величина M образуется в диапазоне $\eta < 0$.

В качестве основного детектора для определения Ψ_2 для последующего вычисления v_2 был выбран детектор FVTXS. Это решение обусловлено тем, что $\text{Res}(\Psi_2)$, полученные с использованием FVTXS, демонстрируют более высокие значения во всем рассматриваемом диапазоне центральности столкновений (0–60 %) по сравнению с BBCS. Данный факт указывает на более высокую эффективность измерения плоскости события при использовании детектора FVTXS, что делает его предпочтительным для измерения v_2 [18].

Значения $v_2(p_T)$ для π^0 -мезонов определялись путем анализа распределения выходов π^0 -мезонов в зависимости от азимутального угла вылета частиц относительно плоскости события ($\varphi - \Psi_2$) [19]. Для каждого интервала центральности и p_T строились распределения инвариантной массы пар фотонов по азимутальному углу в шести диапазонах от 0 до $\pi/2$.

Экспериментально измеренное значение $v_2(v_2^{\text{meas}})$ извлекается из аппроксимации полученного распределения выходов π^0 -мезонов в зависимости от азимутального угла $\left(\frac{dN}{d(\varphi - \Psi_2^{\text{FVTXS}})} \right)$ с использованием следующей функции:

$$\frac{dN}{d(\varphi - \Psi_2^{\text{FVTXS}})} = N [1 + 2v_2^{\text{meas}} \cos 2(\varphi - \Psi_2^{\text{FVTXS}})], \quad (6)$$

где N — нормировочная константа; Ψ_2^{FVTXS} — угол плоскости события, измеренный с помощью детектора FVTXS.

Для получения финальных значений v_2 производится нормировка величин v_2^{meas} на разрешение плоскости события для детектора FVTXS $\text{Res}(\Psi_2^{\text{FVTXS}})$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2, *a–г* приведены значения v_2 для π^0 -мезонов как функция от p_T в четырех классах событий по центральности (0–5, 0–20, 20–40 и 40–60 %), измеренные в асимметричных столкновениях $p + Au$ при энергии 200 ГэВ. Примечательно, что ненулевые значения v_2 наблюдаются во всем измеренном диапазоне p_T от самых центральных к периферическим столкновениям. Это может указывать как на проявление коллективного поведения, так и на наличие непотоковых корреляций, которые вносят вклад в измеряемую анизотропию.

В наиболее центральных столкновениях (0–5 %) величина v_2 для π^0 -мезонов сравнивается с данными для заряженных адронов, заряженных пионов, (анти)протонов [20], тогда как для классов центральности 20–40 и 40–60 % сравнение проводится только с заряженными адронами [21]. На рис. 2, *a* прослеживается указание на то, что в центральности 0–5 % значения v_2 для барионов могут превосходить аналогичные значения для мезонов при промежуточных значениях поперечного им-

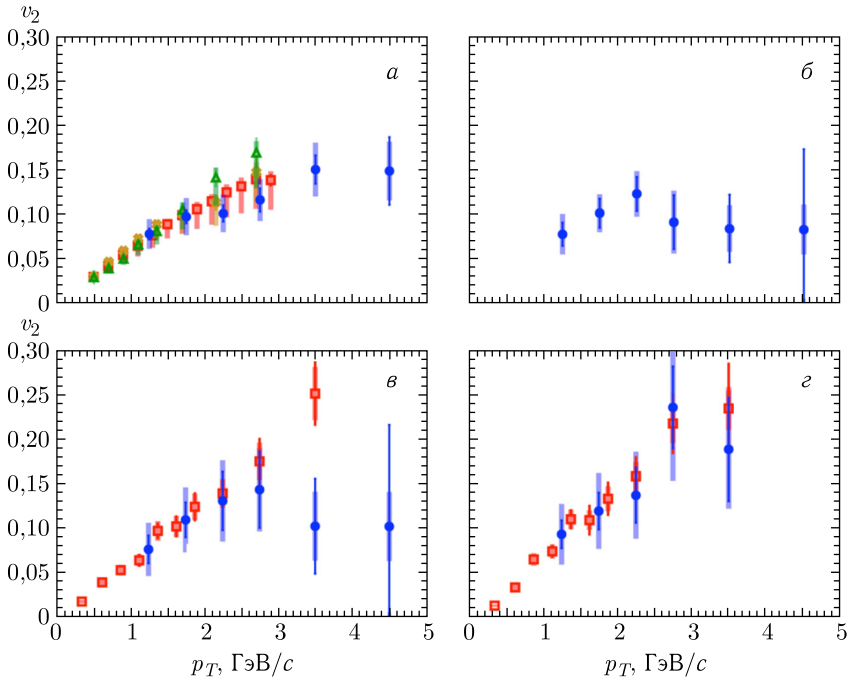


Рис. 2. Значения v_2 как функция от p_T в четырех диапазонах событий по центральности 0–5 % (а), 0–20 % (б), 20–40 % (в), 40–60 % (г) в столкновениях $p + \text{Au}$ при энергии 200 ГэВ: кружки — для π^0 -мезонов, квадраты — для $h^\pm$, крестики — для $\pi^\pm$ -мезонов, треугольники — для $(p + \bar{p})/2$

пульса ($2 < p_T < 3$ ГэВ/с). Данная закономерность качественно согласуется с результатами, полученными для тяжелой симметричной системы столкновений $\text{Au} + \text{Au}$ при энергии 200 ГэВ в эксперименте PHENIX, и может быть объяснена в рамках модели коалесценции кварков [22]. Согласно этой модели в диапазоне промежуточных значений p_T адроны образуются не посредством фрагментации отдельных партонов, а путем объединения кварков, находящихся в близкой области фазового пространства. В рамках данной интерпретации наблюдаемое превышение значений v_2 для барионов над мезонами в области промежуточных p_T позволяет предположить наличие деконфайнмента и образование КГП в экспериментах на RHIC [16].

Из данных, представленных на рис. 2, в, следует, что в столкновениях $p + \text{Au}$ в центральности 20–40 % в области $p_T < 2,5$ ГэВ/с значения v_2 для неидентифицированных заряженных адронов и π^0 -мезонов совпадают в пределах неопределенностей. При $p_T > 2,5$ ГэВ/с намечается тенденция к расхождению: значения v_2 для π^0 -мезонов начинают опускаться ниже, однако вплоть до $p_T \approx 3$ ГэВ/с результаты согласуются в рамках

погрешностей. Наиболее выраженное превышение v_2 для заряженных адронов над π^0 -мезонами наблюдается в интервале $3 < p_T < 4$ ГэВ/с, где различия выходят за пределы экспериментальных неопределенностей.

Поскольку спектр заряженных адронов включает в себя как мезоны, так и барионы, данное расхождение может указывать на возможный вклад барионной компоненты в наблюдаемый сигнал v_2 для неидентифицированных заряженных частиц.

Совпадение значений v_2 для нейтральных пионов и заряженных адронов в столкновениях 40–60 %, представленных на рис. 2, *г*, позволяет сделать вывод, что спектр заряженных адронов в этой кинематической области формируется преимущественно за счет мезонов. Это согласуется с ожиданием, что в периферических столкновениях малых систем, характеризующихся низкой плотностью энергии и малым значением M , число барионов, рождающихся во взаимодействиях ядер, уменьшается вследствие их более высокого порога образования и ограниченного фазового пространства по сравнению с мезонами [23].

Величина v_2 для π^0 -мезонов слабо зависит от центральности, что, вероятно, связано с компенсацией двух противоположных тенденций: с одной стороны, увеличивающийся эксцентриситет области перекрытия сталкивающихся ядер в более периферических столкновениях способствует росту анизотропии, а с другой — уменьшение величины M вносит вклад в ее снижение.

Вероятно, наибольший вклад в ненулевые значения v_2 при $p_T > 4$ ГэВ/с вносят непотоковые корреляции, такие как струи и резонансные распады [24]. Подобные корреляции возникают при регистрации π^0 -мезонов с помощью детектора FVTXS, расположенного ближе к центральной области псевдобыстрот $|\eta| < 0,35$, что делает его более чувствительным к влиянию струй в событиях, в которых регистрируются частицы с высоким p_T [24].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты измерений эллиптических потоков нейтральных пионов в столкновениях $p + Au$ при энергии 200 ГэВ в эксперименте PHENIX. Показано, что значения v_2 для π^0 -мезонов демонстрируют зависимость как от p_T , так и от центральности столкновения.

В наиболее центральных столкновениях (0–5 %) в области промежуточных значений поперечного импульса ($2 < p_T < 3$ ГэВ/с) наблюдается тенденция к превышению значений v_2 для барионов над измеренными значениями v_2 для мезонов, однако в пределах систематических погрешностей результаты совпадают. Подобное поведение качественно согласуется с предсказаниями модели коалесценции кварков. В центральности 20–40 % в области поперечных импульсов $p_T > 2,5$ ГэВ/с прослеживается поведение, схожее с наблюдавшимся для центральных столкновений. Наиболее выраженное различие в значениях v_2 для π^0 -мезонов и за-

ряженных адронов в центральности 20–40 % достигается в интервале $3 < p_T < 4$ ГэВ/с, что также может быть объяснено в рамках модели коалесценции кварков, согласно которой в промежуточной области p_T отношение значений v_2 для барионов и мезонов возрастает. В периферических столкновениях (40–60 %) наблюдается совпадение значений v_2 для π^0 -мезонов и заряженных адронов в пределах неопределенностей, что согласуется с предположением о преобладающем вкладе мезонов в полный сигнал v_2 от заряженных адронов.

Используемая в данной работе методика измерения v_2 для π^0 -мезонов в столкновениях $p + \text{Au}$ может быть реализована в эксперименте MPD на ускорительном комплексе NICA [25]. Возможность ее применения обусловлена наличием в MPD детекторных подсистем, схожих по своим функциям с используемыми в эксперименте PHENIX: в состав комплекса MPD входят адронный калориметр (FHCAL) и время-проекционная камера (TPC), обеспечивающие независимое определение значений Ψ_n [26], а также электромагнитный калориметр (ECAL), предназначенный для регистрации фотонов [26]. Определение величин v_2 для π^0 -мезонов на установке MPD по представленной методике позволит продолжить изучение фундаментальных свойств ядерной материи при экстремальных значениях плотности и температуры и проверить наличие коллективных эффектов в диапазоне энергий NICA.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания на фундаментальные исследования (шифр FSEG-2025-0009).

Конфликт интересов. Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shuryak E.* Quantum Chromodynamics and the Theory of Superdense Matter // Phys. Rep. 1980. V. 61. P. 71–158.
2. *Weller R., Romatschke P.* One Fluid to Rule Them All: Viscous Hydrodynamic Description of Event-by-Event Central $p + p$, $p + \text{Pb}$ and $\text{Pb} + \text{Pb}$ Collisions at $s = 5.02$ TeV // Phys. Lett. B. 2017. V. 774. P. 351–356.
3. *Aidala C. et al. (PHENIX Collab.).* Creation of Quark-Gluon Plasma Droplets with Three Distinct Geometries // Nat. Phys. 2019. V. 15. P. 214–220.
4. *Heinz U., Snellings R.* Collective Flow and Viscosity in Relativistic Heavy-Ion Collisions // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2013. V. 63. P. 123–151.
5. *Fries R., Greco V., Sorensen P.* Coalescence Models for Hadron Formation from Quark-Gluon Plasma // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2008. V. 58. P. 177–205.
6. *Acharya U. A. et al. (PHENIX Collab.).* Systematic Study of Nuclear Effects in $p + \text{Al}$, $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$, and $\text{He} + \text{Au}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Using π^0 Production // Phys. Rev. C. 2022. V. 105. P. 064902.
7. *Adcox K. et al. (PHENIX Collab.).* PHENIX Detector Overview // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 499. P. 469–479.

8. *Allen M. et al. (PHENIX Collab.)*. PHENIX Inner Detectors // *Ibid.* P. 549–559.
9. *Aidala C. et al. (PHENIX Collab.)*. The PHENIX Forward Silicon Vertex Detector // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2014. V. 755. P. 44–61.
10. *Aidala C. et al. (PHENIX Collab.)*. Measurements of Azimuthal Anisotropy and Charged-Particle Multiplicity in $d + \text{Au}$ Collisions at 200, 62.4, 39 and 19.6 GeV // *Phys. Rev. C.* 2017. V. 96. P. 064905.
11. *Adcox K. et al. (PHENIX Collab.)*. PHENIX Central Arm Tracking Detectors // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2003. V. 499. P. 489–507.
12. *Adare A. et al. (PHENIX Collab.)*. Systematic Study of Azimuthal Anisotropy in $\text{Cu} + \text{Cu}$ and $\text{Au} + \text{Au}$ Collisions at 62.4 and 200 GeV // *Phys. Rev. C.* 2015. V. 92. P. 034913.
13. *Voloshin S., Poskanzer A., Snellings R.* Collective Phenomena in Non-Central Nuclear Collisions // *Landolt–Bornstein.* 2010. V. 23. P. 293–333.
14. *Voloshin S.* Anisotropic Flow // *Nucl. Phys. A.* 2003. V. 715. P. 379–388.
15. *Voloshin S., Zhang Y.* Flow Study in Relativistic Nuclear Collisions by Fourier Expansion of Azimuthal Particle Distributions // *Z. Phys. C.* 1996. V. 70. P. 665–671.
16. *Voloshin S., Poskanzer A.* Methods for Analyzing Anisotropic Flow in Relativistic Nuclear Collisions // *Phys. Rev. C.* 1998. V. 58. P. 1671.
17. *Afanasyev S. et al. (PHENIX Collab.)*. High- $p_T \pi^0$ Production with Respect to the Reaction Plane in $\text{Au} + \text{Au}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Phys. Rev. C.* 2009. V. 80. P. 054907.
18. *Adare A. et al. (PHENIX Collab.)*. Measurements of Mass-Dependent Azimuthal Anisotropy in Central $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$, and $^3\text{He} + \text{Au}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Phys. Rev. C.* 2018. V. 97. P. 064904.
19. *Abdulameer N. et al. (PHENIX Collab.)*. Measurements of Second-Harmonic Fourier Coefficients from Azimuthal Anisotropies in $p + p$, $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$, and $^3\text{He} + \text{Au}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Phys. Rev. C.* 2023. V. 107. P. 024907.
20. *Adler S.S. et al. (PHENIX Collab.)*. Elliptic Flow of Identified Hadrons in $\text{Au} + \text{Au}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 91. P. 182301.
21. *Li Ya.* Baryon Enhancement in High-Density QCD and Relativistic Heavy Ion Collisions // *Nucl. Part. Phys.* 2008. V. 35. P. 104051.
22. *Adare A. et al. (PHENIX Collab.)*. Observation of Direct-Photon Collective Flow in $\text{Au} + \text{Au}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 109. P. 122302.
23. *Kekelidze V., Kolesnikov V., Sorin A.* BM@N and MPD Experiments at NICA // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2018. V. 171. P. 12001.
24. *Abgaryan V. et al. (MPD Collab.)*. Status and Initial Physics Performance Studies of the MPD Experiment at NICA // *Eur. Phys. J. A.* 2022. V. 58. P. 140.