

РОЖДЕНИЕ $K(892)^{*0}$ -МЕЗОНОВ В $\text{Cu} + \text{Au}$ -СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 200 ГэВ И $\text{U} + \text{U}$ -СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 192 ГэВ

*А. Я. Бердников, Я. А. Бердников, Д. О. Котов,
Ю. М. Митранков, В. С. Борисов**

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

Одной из основных задач современной физики тяжелых ионов является изучение свойств кварк-глюонной плазмы. Из-за наличия странного кварка $K(892)^{*0}$ -мезон является хорошим инструментом для изучения кварк-глюонной плазмы, образующейся в столкновениях тяжелых ионов. Рождение K^{*0} -мезонов ранее было измерено в эксперименте PHENIX в симметричных $\text{Cu} + \text{Cu}$ -столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Для систематического изучения свойств кварк-глюонной плазмы были измерены выходы K^{*0} -мезонов в асимметричных $\text{Cu} + \text{Au}$ -столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и во взаимодействиях сферически-асимметричных ядер урана $\text{U} + \text{U}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ. Представлены инвариантные спектры по поперечному импульсу p_T и факторы ядерной модификации R_{AB} K^{*0} -мезонов в $\text{Cu} + \text{Au}$ -столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и в $\text{U} + \text{U}$ -столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ.

One of the main goals of modern heavy-ion physics is to study the properties and evolution of the quark–gluon plasma. Due to strange quark content K^{*0} meson is a good probe for the study of quark–gluon plasma formed in heavy-ion collisions. K^{*0} -meson production was previously measured by PHENIX in symmetric $\text{Cu} + \text{Cu}$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. K^{*0} -meson production in asymmetric $\text{Cu} + \text{Au}$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and spherically asymmetric uranium nuclei at $\sqrt{s_{NN}} = 192$ GeV was performed to continue the study of the quark–gluon plasma properties. Invariant transverse momentum spectra and nuclear modification factors for K^{*0} -mesons measured in $\text{Cu} + \text{Au}$ collisions at the energy of $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and $\text{U} + \text{U}$ collisions at the energy of $\sqrt{s_{NN}} = 192$ GeV are presented.

PACS: 25.75.-q

ВВЕДЕНИЕ

Изучение рождения K^{*0} -мезона, который содержит антистранный (\bar{s}) кварк, в столкновениях тяжелых ионов высоких энергий мотивирова-

* E-mail: borisov_vs@spbstu.ru

но предсказанием о том, что при образовании кварк-глюонной плазмы (КГП) в центральных столкновениях тяжелых ионов количество рождающихся странных мезонов будет больше по сравнению с количеством мезонов, не содержащих странные кварки.

Увеличение выхода странных частиц в ядро-ядерных столкновениях по сравнению с выходами частиц, не содержащими странные кварки, является одним из наиболее ранних предсказанных теоретиками сигналов образования КГП [1]. КГП содержит в единице объема больше $s\bar{s}$ -пар, чем обычная ядерная материя. Рождение кварк-антикварковых пар, в том числе $s\bar{s}$ -пар, происходит главным образом в процессах глюон-глюонного взаимодействия (gg), но вероятность процесса $gg \rightarrow s\bar{s}$ в КГП должна возрасти по двум причинам. Во-первых, плотность глюонов в плазме очень велика, а во-вторых, восстановление в плазме киральной симметрии приводит к снижению энергетического порога образования странности [2].

Ранее особенности рождения K^{*0} -мезонов изучались в эксперименте PHENIX [3] в симметричных столкновениях $\text{Cu} + \text{Cu}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [4]. Результаты показали, что значения факторов ядерной модификации (R_{AB}) K^{*0} - и φ -мезонов, которые содержат странный и антистранный кварки ($s\bar{s}$), равны в пределах неопределенностей измерений [5] и принимают большие значения по сравнению с факторами ядерной модификации для мезонов, которые не содержат странные кварки. В настоящей работе выполнено измерение инвариантных спектров по поперечному импульсу для K^{*0} -мезонов в асимметричных $\text{Cu} + \text{Au}$ -столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и в столкновениях сферически-асимметричных ядер урана $\text{U} + \text{U}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ и представлены факторы ядерной модификации K^{*0} -мезонов, измеренные в диапазоне поперечного импульса 1,55–5,75 ГэВ/с, а также приведено сравнение результатов настоящей работы с ранее полученными результатами в $\text{Cu} + \text{Cu}$ -столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в эксперименте PHENIX [4].

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Представленные результаты получены с помощью дрейфовой камеры [6], третьего слоя падовых камер [7] и времяпролетной системы [8] эксперимента PHENIX на релятивистском коллайдере тяжелых ионов RHIC [9]. Классификация событий по центральности проводится с помощью двух счетчиков ядро-ядерных столкновений (BBC), расположенных в области псевдобыстрот $3,0 < \eta < 3,9$ [10]. Среднее число бинарных столкновений (N_{coll}) и число нуклонов, участвующих в ядро-ядерном взаимодействии (N_{part}) в выбранном классе центральности, определены с помощью моделирования методом Монте-Карло, основанным на модели Глаубера [11] с распределением Вудса–Саксона.

Столкновения ядер урана моделировались с помощью распределения Вудса–Саксона для деформированного ядра ^{235}U , которое описывает его вытянутую форму:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{[r - R']}{a}\right)}, \quad (1)$$

где ρ_0 — плотность в центре ядра; a — параметр поверхностной диффузности; R' — параметр, зависящий от полярного угла θ :

$$R' = R_0[1 + \beta_2 Y_2^0(\theta) + \beta_4 Y_4^0(\theta)], \quad (2)$$

где R_0 — радиус ядра; Y^0 — полиномы Лежандра; β — параметры деформации.

При проведении моделирования использовались две параметризации распределения Вудса–Саксона для деформированного ядра урана. Параметры для двух наборов приведены в табл. 1.

Между первым и вторым наборами параметров присутствуют два существенных различия. Во-первых, в наборе 2 учитывается конечный радиус нуклона. Во-вторых, в наборе 2 значение поверхностной диффузности выбирается таким образом, чтобы после усреднения по всем ориентациям оси симметрии ядра значение поверхностной диффузности соответствовало значению, полученному из экспериментов по рассеянию электронов. В результате значения поверхностной диффузности значительно меньше для набора 2, чем для набора 1, в то время как другие параметры аналогичны по значению [12].

Значения N_{coll} и N_{part} , полученные с использованием двух наборов параметров распределения Вудса–Саксона взаимодействий деформированных ядер урана $\text{U} + \text{U}$, приведены в табл. 2. Значения N_{part} двух наборов параметров близки. Однако различия между значениями N_{coll} в некоторых случаях выходят за рамки неопределенностей. Это связано прежде всего с большой разницей в значениях поверхностной диффузности для двух наборов. Меньшая поверхностная диффузность

Таблица 1. Параметры распределения Вудса–Саксона для деформированного ядра ^{235}U , используемые в уравнениях (1) и (2)

Параметр	Набор 1	Набор 2
R , фм	6,81	6,86
a , фм	0,6	0,42
β_2	0,28	0,265
β_4	0,093	0

Таблица 2. Значения N_{coll} и N_{part} для разных классов событий по центральности в столкновениях U + U

Центральность, %	Набор 1		Набор 2	
	N_{coll}	N_{part}	N_{coll}	N_{part}
0–20	935 ± 98	330 ± 6	999 ± 114	331 ± 6
20–40	335 ± 33	159 ± 7	375 ± 41	161 ± 7
40–80	48 ± 6	$41,3 \pm 4,5$	55 ± 8	$42,0 \pm 4,5$
0–80	340 ± 10	143 ± 5	376 ± 15	144 ± 5

для набора 2 приводит к бóльшим значениям N_{coll} при всех классах событий по центральности. Поскольку значения N_{coll} непосредственно участвуют в вычислении факторов ядерной модификации, были рассмотрены значения N_{coll} из обоих наборов параметров.

Регистрация K^{*0} -мезонов выполнялась по каналу распада $K^{*0} \rightarrow K^+ + \pi^-$ ($K^{*0} \rightarrow K^- + \pi^+$) ($\text{BR} = 0,667 \pm 0,001$). Вычисление инвариантной массы ($m_{K\pi}$) и поперечного импульса ($p_{T_{K\pi}}$) для пары K - и π -мезонов было проведено на основе кинематики двухчастичного распада:

$$m_{K\pi}^2 = (E_K + E_\pi)^2 - (\vec{p}_K + \vec{p}_\pi)^2, \quad (3)$$

$$p_{T_{K\pi}}^2 = (p_{x_K} + p_{x_\pi})^2 + (p_{y_K} + p_{y_\pi})^2, \quad (4)$$

где $E_K = \sqrt{\vec{p}_K^2 + m_K^2}$ и $m_K = 0,43667$ ГэВ; $E_\pi = \sqrt{\vec{p}_\pi^2 + m_\pi^2}$ и $m_\pi = 0,13957$ ГэВ.

Распределение по инвариантной массе для пары K - и π -мезонов с разными знаками содержит как полезный для анализа сигнал K^{*0} -мезонов, так и комбинаторный фон. Для оценки комбинаторного фона применяется метод смешения событий [4]. Цель физического анализа состоит в том, чтобы извлечь выходы K^{*0} -мезонов из выходов инклюзивных пар $(K\pi)^\pm$. Выходы K^{*0} -мезонов были получены путем интегрирования распределения по инвариантной массе в интервале ± 100 МэВ/ c^2 вблизи массы K^{*0} -мезона ($0,8916$ ГэВ/ c^2) после вычитания комбинаторного фона.

Двумерные распределения по инвариантной массе и по поперечному импульсу разбиваются на интервалы по поперечному импульсу и аппроксимируются функцией Брейта–Вигнера в релятивистском представлении, свернутой с функцией Гаусса (RBW) для описания сигнала K^{*0} -мезонов. Для учета остаточного фона используется полином второй степени. Источником остаточного фона в основном являются распады

других мезонов:

$$\text{RBW} = \frac{1}{2\pi} \frac{MM_0\Gamma}{((M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2\Gamma^2)}, \quad (5)$$

где M_0 — значение массы из Particle Data Group (PDG) [13] для K^{*0} -мезона; Γ — значение ширины распада из PDG для K^{*0} -мезона; M — экспериментальное значение массы частицы.

Факторы ядерной модификации частиц в столкновениях тяжелых ядер используются для изучения коллективных эффектов, влияющих на инвариантные спектры рождения частиц по поперечному импульсу, и вычисляются в соответствии с формулой

$$R_{AB} = \frac{d^2 N_{AB}(p_T)/dy dp_T}{N_{\text{coll}}/\sigma_{pp}^{\text{inel}} d^2 \sigma_{pp}/dy dp_T}, \quad (6)$$

где $d^2 N_{AB}/dy dp_T$ — инвариантный спектр рождения адронов в столкновениях тяжелых ядер; $d^2 \sigma_{pp}/dy dp_T$ — инвариантное дифференциальное сечение рождения адронов в $p + p$ -столкновениях при той же энергии в системе центра масс; N_{coll} — среднее число бинарных столкновений на событие в $\text{Cu} + \text{Au}$ - и в $\text{U} + \text{U}$ -столкновениях и $\sigma_{pp}^{\text{inel}}$ — неупругое сечение рассеяния протона на протоне, здесь $\sigma_{pp}^{\text{inel}} = 42,2$ мб [4].

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлены результаты измерения факторов ядерной модификации K^{*0} -мезонов в $\text{Cu} + \text{Au}$ -взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и взаимодействиях $\text{U} + \text{U}$ для двух наборов параметров при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ в четырех классах событий по центральности.

В центральных $\text{Cu} + \text{Au}$ -столкновениях факторы ядерной модификации R_{CuAu} для K^{*0} -мезонов в области промежуточных поперечных импульсов ($2 < p_T < 5$ ГэВ/с) принимают значения от 0,6 до 1,0. Факторы ядерной модификации R_{UU} для K^{*0} -мезонов в таком же диапазоне по поперечному импульсу принимают значения от 0,4 до 0,6. В периферийных $\text{Cu} + \text{Au}$ -столкновениях значения R_{CuAu} во всем диапазоне по p_T находятся в области значений от 1,0 до 1,2. В периферийных $\text{U} + \text{U}$ -столкновениях значения R_{UU} во всем диапазоне по p_T находятся в области значений от 0,6 до 0,8. Факторы ядерной модификации K^{*0} -мезона в $\text{U} + \text{U}$ -столкновениях для наборов параметров 1 и 2 близки по значению, и в дальнейшем для сравнения данных используется набор 1.

На рис. 2 показано сравнение факторов ядерной модификации K^{*0} -мезонов, измеренных в $\text{U} + \text{U}$ -столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} =$

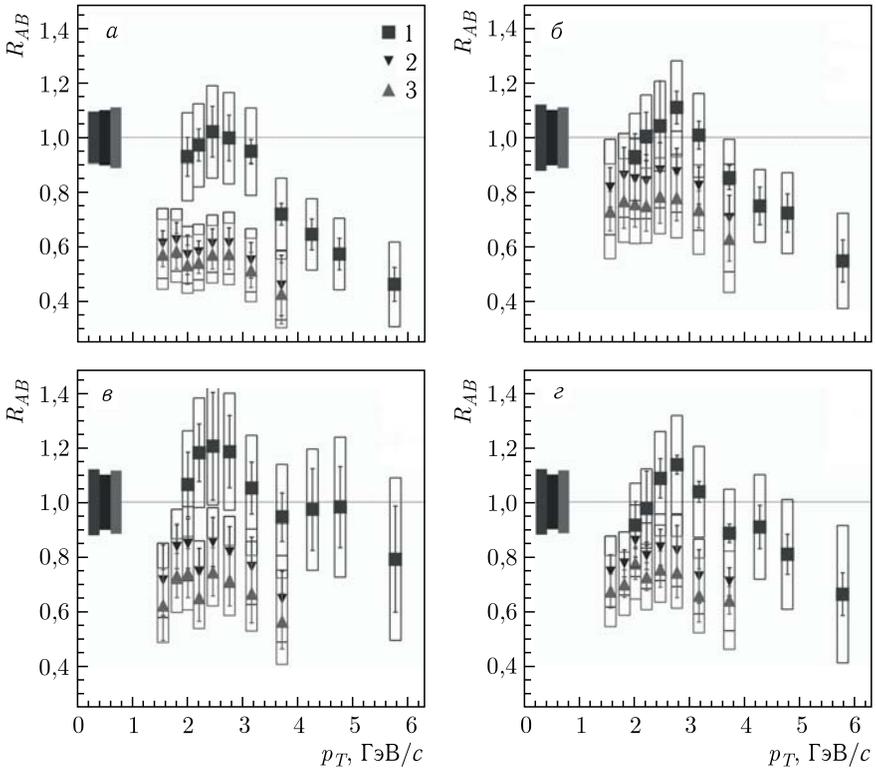


Рис. 1. Факторы ядерной модификации K^{*0} -мезонов в $\text{Cu} + \text{Au}$ -столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и $\text{U} + \text{U}$ -столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ для четырех классов событий по центральности. 1 – R_{AB} K^{*0} -мезонов в столкновениях $\text{Cu} + \text{Au}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ; 2 – R_{AA} K^{*0} -мезонов в $\text{U} + \text{U}$ -столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ (набор 1); 3 – R_{AA} K^{*0} -мезонов в $\text{U} + \text{U}$ -столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ (набор 2). Центральность: а) 0–20% – 1, 2, 3; б) 20–40% – 1, 2, 3; в) 60–80% – 1 и 40–80% – 2, 3; з) 0–93% – 1 и 0–80% – 2, 3. «Усы» и прямоугольники соответствуют статистическим и систематическим погрешностям измерений

192 ГэВ и в $\text{Cu} + \text{Au}$ -столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ с полученными ранее в эксперименте PHENIX значениями R_{AB} в $\text{Cu} + \text{Cu}$ -столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [4]. Значения факторов ядерной модификации совпадают во всем диапазоне по p_T в пределах неопределенностей при одинаковом числе N_{part} .

На рис. 3 показано сравнение факторов ядерной модификации K^{*0} -, φ -, π^0 -, η -мезонов в $\text{Cu} + \text{Au}$ -взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и $\text{U} + \text{U}$ -взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ в

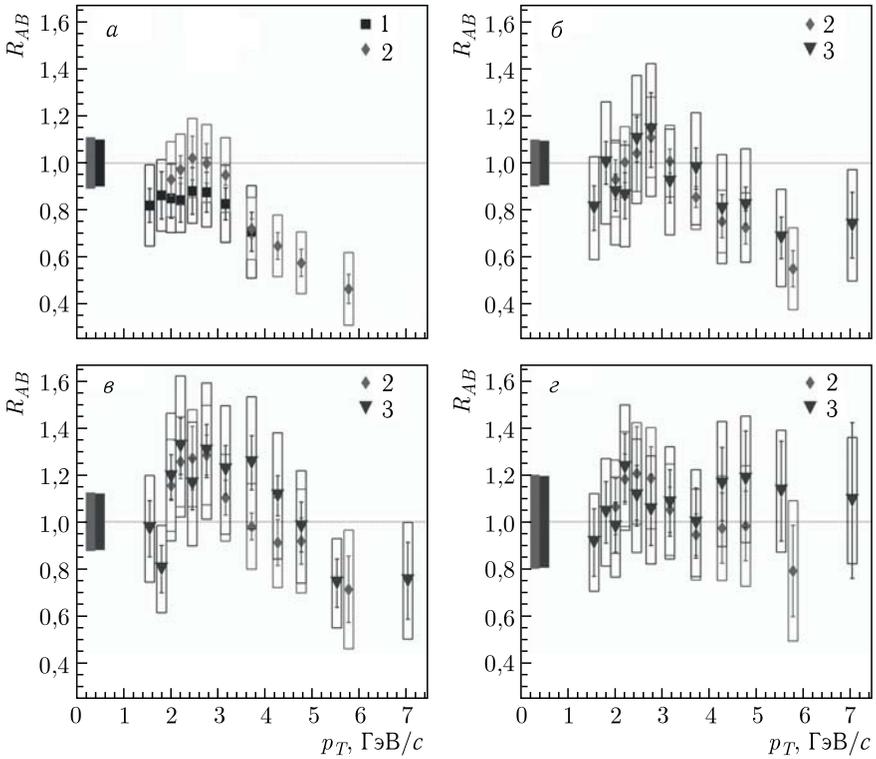


Рис. 2. Сравнение факторов ядерной модификации K^{*0} -мезонов в U + U-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ с R_{AB} в Cu + Au-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и R_{AB} в Cu + Au-столкновениях с R_{AA} в Cu + Cu-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ при одинаковом числе участников N_{part} . 1 – R_{AA} K^{*0} -мезонов в U + U-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ; 2 – R_{AB} K^{*0} -мезонов в столкновениях Cu + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ; 3 – R_{AA} K^{*0} -мезонов в столкновениях Cu + Cu при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. а) 1 – $N_{part} = 159$; 2 – $N_{part} = 154$; б) 2 – $N_{part} = 80,37$; 3 – $N_{part} = 85,9$; в) 2 – $N_{part} = 34,92$; 3 – $N_{part} = 45,1$; г) 2 – $N_{part} = 11,54$; 3 – $N_{part} = 6,4$. «Усы» и прямоугольники соответствуют статистическим и систематическим погрешностям измерений

центральных и периферийных столкновениях. В центральных столкновениях в промежуточном диапазоне p_T значения R_{AB} K^{*0} - и φ -мезонов равны в пределах неопределенностей [14, 15] и больше, чем значения R_{AB} для π^0 -, η -мезонов [16]. В то же время при больших значениях p_T в центральных столкновениях выходы всех легких мезонов демонстрируют одинаковый уровень подавления. В периферийных столкновениях значения факторов ядерной модификации для всех рассмотренных мезонов

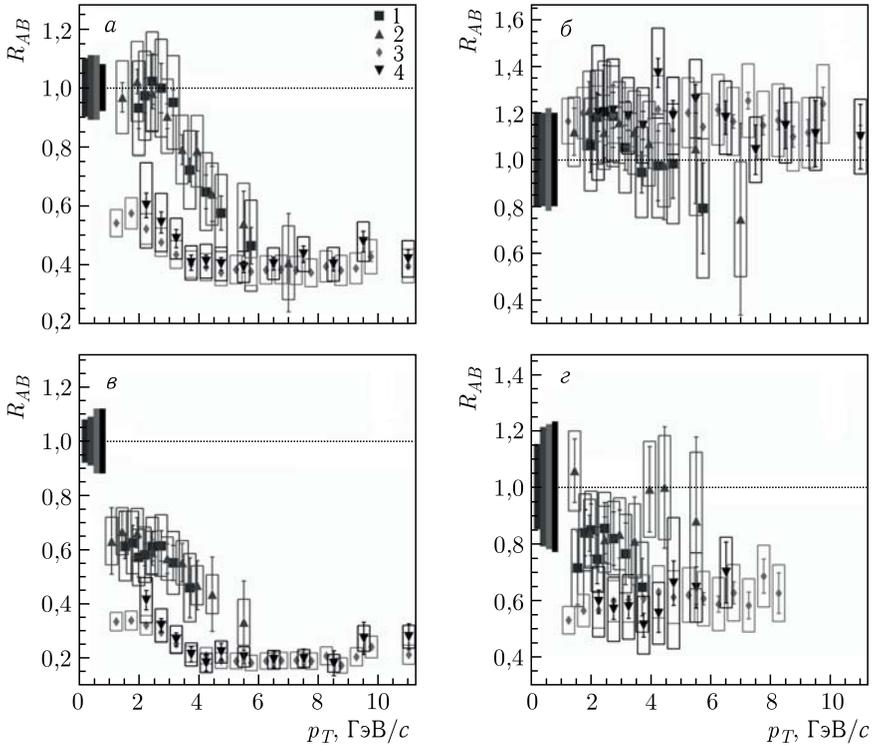


Рис. 3. Сравнение факторов ядерной модификации легких мезонов в центральных (а) и периферийных (б) Cu + Au-столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и в центральных (в) и периферийных (з) U + U-столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ. 1 — $K^{*0} \rightarrow K\pi$; 2 — $\varphi \rightarrow K^-K^+$; 3 — $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$; 4 — $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. «Усы» и прямоугольники соответствуют статистическим и систематическим погрешностям измерений

равны в пределах неопределенностей. Аналогичное поведение значений факторов ядерной модификации для легких мезонов наблюдается в Cu + Cu-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [4].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены результаты измерения факторов ядерной модификации K^{*0} -мезонов в Cu + Au-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и в U + U-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ в области псевдобыстрот $|\eta| < 0,35$, в интервале поперечного импульса $1,55 < p_T < 5,75$ ГэВ/с и для четырех классов событий по центральности.

В ходе исследования выявлено, что выходы K^{*0} -мезонов, измеренные в настоящей работе в асимметричных $\text{Cu} + \text{Au}$ -столкновениях и столкновениях сферически-асимметричных ядер урана $\text{U} + \text{U}$, а также полученные ранее в симметричных $\text{Cu} + \text{Cu}$ -столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [4] подавлены одинаково в промежутке поперечных импульсов от 1,55 до 5,75 ГэВ/с при близких значениях числа нуклонов, участвующих во взаимодействии N_{part} . Данное наблюдение может указывать на то, что подавление выходов K^{*0} -мезонов во взаимодействиях тяжелых ядер зависит от размера области перекрытия ядер, но не зависит от ее формы [17].

В центральных $\text{Cu} + \text{Au}$ -столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и $\text{U} + \text{U}$ -столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ в области промежуточных значений поперечного импульса факторы R_{AB} K^{*0} - и φ -мезонов принимают большие значения, чем R_{AB} π^0 - и η -мезонов. В области больших p_T факторы ядерной модификации K^{*0} -, φ -, π^0 - и η -мезонов принимают равные значения. Полученные результаты могут указывать на наличие дополнительных механизмов рождения K^{*0} -мезонов в центральных столкновениях тяжелых ионов в области промежуточных поперечных импульсов (например рекомбинации партонов [18]). Систематическое изучение особенностей рождения K^{*0} -мезонов в тяжелых системах столкновений может дать дополнительную информацию для описания механизмов рождения частиц в рамках рекомбинационных моделей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Adcox K. et al.* Formation of Dense Partonic Matter in Relativistic Nucleus–Nucleus Collisions at RHIC: Experimental Evaluation by the PHENIX Collaboration // *Nucl. Phys. A.* 2005. V. 757. P. 184–283.
2. *Kondratev V.P., Feofilov G.A.* Strange Particle Production in Relativistic Collisions of Heavy Ions // *Phys. Part. Nucl.* 2011. V. 42, Iss. 6. P. 911–962.
3. *Arsene I. et al.* Quark–Gluon Plasma and Color Glass Condensate at RHIC. The Perspective from the BRAHMS Experiment // *Nucl. Phys. A.* 2005. V. 757. P. 1–27.
4. *Adare A. et al.* Measurement of K^{0S} and K^{*0} in $p + p$, $d + \text{Au}$, and $\text{Cu} + \text{Cu}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Phys. Rev. D.* 2014. V. 90. P. 054905.
5. *Mitrankov I.* Scaling Properties of High- p_T Light Hadrons from Small to Large Systems by PHENIX // *Proc. Sci.* 2018. V. 345, Iss. 1. P. 0108.
6. *Sharma L.* $K^{*0}(892)$ and $\varphi(1020)$ Resonance Production at RHIC // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2015. V. 97. P. 00017.
7. *Aphecetche L. et al.* PHENIX Calorimeter // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2003. V. 499. P. 521–536.
8. *Miller M.L. et al.* Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2007. V. 57. P. 205.

9. *Adare A. et al.* Inclusive Cross Section and Double-Helicity Asymmetry for π^0 Production at Midrapidity in $p + p$ Collisions at $\sqrt{s} = 510$ GeV // *Phys. Rev. D.* 2016. V. 93. P. 011501.
10. *Allen M. et al.* PHENIX Detector Overview // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2003. V. 499. P. 549–559.
11. *Adler S. S. et al.* Nuclear Modification of Electron Spectra and Implications for Heavy Quark Energy Loss in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 96. P. 032301.
12. *Adare A. et al.* Forward J/ψ Production in U + U Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV // *Phys. Rev. C.* 2016. V. 93. P. 034903.
13. <https://pdg.lbl.gov/2007/reviews/montecarlopp.pdf> (дата обращения 25.10.2020).
14. *Berdnikov A. Ya., Berdnikov Ya. A., Borisov V. S. et al.* Production of K^* -Mesons in the Copper–Gold Nuclei Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *St. Petersburg State Polytechn. Univ. J. Phys. Math.* 2020. V. 13., Iss. 2. P. 142–151.
15. *Mitrankova M. M. et al.* Measurement of φ -Meson's Nuclear Modification Factors in the Collisions of Proton Beams with Aluminum Nuclei at an Energy of 200 GeV // *Ibid.* P. 152–159.
16. *Aidala C. et al.* Production of π^0 - and η -Mesons in Cu + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Phys. Rev. C.* 2018. V. 98. P. 054903.
17. *Бердников А. Я., Бердников Я. А., Борисов В. С. и др.* Измерения $K^*(892)$ -мезона в системе столкновений меди и золота при энергии 200 ГэВ // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 82, № 12. С. 1791.
18. *Fries R., Greco V., Sorensen P.* Coalescence Models for Hadron Formation from Quark–Gluon Plasma // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2008. V. 58. P. 177–205.