

УДК 539.126.3

ИЗМЕРЕНИЯ $K^*(892)$ МЕЗОНА В СИСТЕМЕ СТОЛКНОВЕНИЙ МЕДИ И ЗОЛОТА ПРИ ЭНЕРГИИ 200 ГэВ

© 2020 г. А. Я. Бердников¹, Я. А. Бердников¹, Д. О. Котов¹, Ю. М. Митранков¹, В. С. Борисов^{1, *}

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого”, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: vlv2013vlad@gmail.com

Поступила в редакцию 15.07.2020 г.

После доработки 10.08.2020 г.

Принята к публикации 26.08.2020 г.

Измерены инвариантные спектры рождения и факторы ядерной модификации $K^*(892)$ -мезонов в $\text{Cu} + \text{Au}$ столкновениях при энергии 200 ГэВ. Измерения выполнены в пяти классах событий по центральности в диапазоне поперечных импульсов от 2.0 до 5.75 ГэВ · с⁻¹ в эксперименте PHENIX на коллайдере RHIC. Значения факторов ядерной модификации сравнивались с ранее полученными данными на PHENIX в симметричных системах $\text{Cu} + \text{Cu}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Факторы ядерной модификации K^* -мезонов в $\text{Cu} + \text{Cu}$ и $\text{Cu} + \text{Au}$ столкновениях при одинаковых значениях $N_{\text{уч}}$ (число участников) имеют одинаковую форму.

DOI: 10.31857/S036767652012008X

ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств ядерной материи при экстремальных условиях, в которых возможно состояние деконфайнмента (состояние, в котором кварки и глюоны не связаны в адроны), представляет собой важную задачу в области ядерной физики. Предполагается, что состояние деконфайнмента существовало на ранних этапах зарождения Вселенной [1, 2].

Известно, что при очень высоких плотностях энергии, приблизительно 1 ГэВ · фм⁻³, квантовая хромодинамика предсказывает фазовый переход от обычной адронной ядерной материи, свойства которой определяются бесцветными адронами, к новому состоянию вещества — сильно связанной кварк-глюонной плазме (КГП), степенями свободы которой являются кварки и глюоны, выходящие за пределы области конфайнмента с радиусом порядка 1 фм [3]. В лабораторных условиях экстремально высокой плотности энергии можно достичь путем столкновения тяжелых ультрарелятивистских ядер.

Одним из эффективных способов изучения свойств КГП является векторный $K^*(892)$ -мезон с открытой странностью ($d\bar{s}$), время жизни которого составляет $\sim 1.33 \cdot 10^{-23}$ с, следовательно, он распадается за время существования КГП [4]. Однако регистрация частиц осуществляется в адронной фазе, которая следует за стадией КГП. К этому моменту K^* -мезон распадается преимуще-

ственно на K и π -мезоны ($K^* \rightarrow K + \pi$). Измерение выходов K^* -мезонов, а значит и некоторых свойств КГП, можно осуществить аналитически — путем определения инвариантной массы зарегистрированных K и π -мезонов.

В настоящей работе осуществлено измерение выходов K^* -мезона и представлены инвариантные спектры по поперечному импульсу и факторы ядерной модификации K^* -мезонов, измеренные в $\text{Cu} + \text{Au}$ столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в области малых быстрот и в диапазоне поперечного импульса 2.0–5.75 ГэВ · с⁻¹ с использованием детектора PHENIX на коллайдере RHIC.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Анализ проводился с использованием двух методик с независимыми источниками систематических ошибок, которые получены от разных детекторов, чтобы охватить разные области по поперечному импульсу (p_T) и измерить выходы K^* -мезонов в наиболее широком диапазоне по p_T , который возможен в этой системе столкновения. Эти методики перекрываются по поперечному импульсу в промежуточном диапазоне.

Выход K^* -мезонов получен с использованием следующих детекторных подсистем эксперимента PHENIX таких как: дрейфовая камера, третий слой падовых камер [5] и времяпролетная камера [6]. В дрейфовой камере и в падовой камере измеряется поперечный импульс каонов и пионов. Во

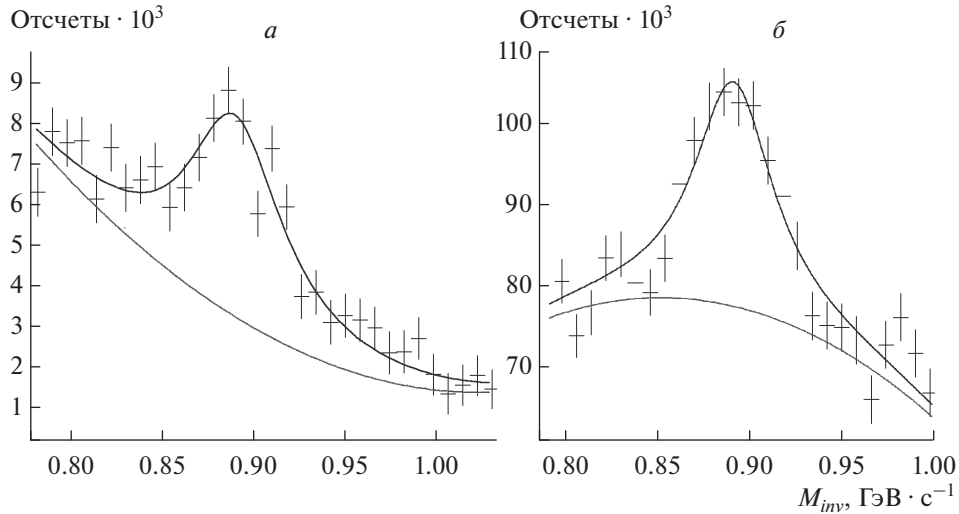


Рис. 1. Распределение по инвариантной массе K и π -мезонов для центральных столкновений: a – для “ToF-PC3” методики при p_T : 2.3–2.6 ГэВ · с⁻¹; b – для “PC3-PC3” методики при p_T : 2.9–3.4 ГэВ · с⁻¹.

времяпролетной камере идентифицируются K^- , π^- мезоны и протоны. В нашей работе мы использовали только идентификацию каонов.

Первая методика “ToF-PC3” предполагает, что поперечный импульс каона был измерен в дрейфовой камере и каон был идентифицирован во времяпролетной камере, а поперечный импульс π -мезона был измерен в дрейфовой камере и в третьем слое падовой камеры. Эта методика позволяет зарегистрировать и вычислить кинематические характеристики K^* -мезона при маленьких значениях p_T (1.9–2.9 ГэВ · с⁻¹).

Вторая методика “PC3-PC3” предполагает, что поперечные импульсы K и π -мезона измерены в дрейфовой камере и в третьем слое падовой камеры. Эта методика позволяет определить выход K^* -мезонов при средних значениях p_T (2.6–6.5 ГэВ · с⁻¹).

На рис. 1 представлены примеры аппроксимаций распределения по инвариантной массе K и π -мезонов для центральных столкновений для обеих методик. Поскольку невозможно отличить K и π -мезоны, рожденные в распаде K^* -мезона, от других K и π -мезонов, все треки этих частиц от каждого события, удовлетворяющие требованиям выбора трека, объединяются в пары с одинаковым зарядом и в пары с разноименными зарядами. Для каждого трека компоненты вектора 3-импульса \vec{p} измеряются с помощью дрейфовой камеры:

$$p_x = p \sin \theta_0 \cos \varphi_0, \quad (1)$$

$$p_y = p \sin \theta_0 \sin \varphi_0, \quad (2)$$

$$p_z = p \cos \theta_0. \quad (3)$$

Затем вычисляется инвариантная масса и поперечный импульс для пары каон-пион на основе кинематики двухчастичного распада:

$$m_{K\pi}^2 = (E_K + E_\pi)^2 - (\vec{p}_K + \vec{p}_\pi)^2, \quad (4)$$

$$p_{TK\pi}^2 = (p_{xK} + p_{x\pi})^2 + (p_{yK} + p_{y\pi})^2, \quad (5)$$

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.

Спектр инвариантной массы для пары с разными знаками, содержит как полезный сигнал K^* -мезонов, так и собственный комбинаторный фон. Комбинаторный фон состоит из двух: коррелированный и некоррелированный фон. Для оценки комбинаторного фона применяется метод смещения событий. Цель анализа состоит в том, чтобы извлечь выходы K^* -мезонов из выходов инклюзивных пар $(K\pi)^\pm$. Во всех анализах выходы K^* -мезонов были получены путем интегрирования распределения по инвариантной массе в интервале ± 100 МэВ · с⁻² вблизи массы K^* -мезона (0.8916 ГэВ · с⁻²) после вычитания комбинаторного фона.

Экспериментальные данные, которые имеют вид двумерных распределений по инвариантной массе и по поперечному импульсу, разбиваются на интервалы по поперечному импульсу и аппроксимируются функцией Брейта–Вигнера в релятивистском представлении (RBW), свернутой с функцией Гаусса, плюс полином второй степени для учета остаточного фона.

$$RBW = \frac{1}{2\pi} \frac{MM_0\Gamma}{\left((M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2\Gamma^2 \right)}, \quad (6)$$

где M_0 – значение массы из PDG для K^* -мезона, Γ – значение ширины распада из PDG для K^* -мезона. M – экспериментальное значение массы частицы. Остаточный фон в основном получается из-за распадков других мезонов.

Инвариантный спектр рождения K^* -мезона в каждом интервале по поперечному импульсу вычисляется как:

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{2 N_{\text{событий}}} \frac{1}{Br} \frac{1}{\epsilon_{\text{эф}}(p_T)} \frac{N(\Delta p_T)}{\Delta p_T \Delta y}, \quad (7)$$

где p_T – поперечный импульс мезона; Δp_T – интервал по поперечному импульсу; y – быстрота; $N(\Delta p_T)$ – число мезонов, зарегистрированных экспериментальной установкой (выходы мезонов); $N_{\text{событий}}$ – полное число анализированных событий в выбранном диапазоне центральности; $\epsilon_{\text{эф}}(p_T)$ – эффективность восстановления K^* -мезонов, полученная с помощью моделирования распада, прохождения и восстановления мезонов в экспериментальной установке PHENIX методом Монте-Карло; $Br = 0.666$ – вероятность распада мезона по исследуемому каналу; коэффициент $1/2$ необходим для усреднения выходов K^* и \bar{K}^* -мезонов.

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

$$R_{\text{CuAu}} = \frac{d^2 N_{\text{CuAu}}(p_T)/dydp_T}{N_{\text{столкн}}/\sigma_{pp}^{\text{неупр}} \Delta d^2 \sigma_{pp}/dydp_T}, \quad (8)$$

где $d^2 N_{\text{CuAu}}/dydp_T$ – инвариантный спектр рождения мезонов в столкновениях тяжелых ядер, $d^2 \sigma_{pp}/dydp_T$ – инвариантное дифференциальное сечение рождения этих частиц в $p + p$ столкновениях при той же энергии в системе центра масс, $N_{\text{столкн}}$ – среднее число бинарных столкновений на событие в Cu + Au столкновения и $\sigma_{pp}^{\text{неупр}}$ – неупругое сечение рассеяния протона на протоне ($\sigma_{pp}^{\text{неупр}} = 42.2$ мб).

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлены итоговые факторы ядерной модификации R_{CuAu} с систематическими погрешностями, измеренные для K^* -мезонов в Cu + Au взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и различной центральности столкновений. Приведенные результаты были получены двумя разными методиками: ToF-PC3 и PC3-PC3, и находятся в хорошем согласии друг с другом.

В центральных Cu + Au столкновениях значения факторов ядерной модификации R_{CuAu} для K^* -мезонов в области больших поперечных импульсов принимают значения меньше единицы (для $p_T = 5-6$ ГэВ · с⁻¹ значения R_{CuAu} лежат в диапазоне от 0.4 до 0.7). По мере увеличения центральности взаимодействия ядер, подавление выходов K^* -мезонов уменьшается и значения R_{CuAu} приближаются к единице. В периферийных столкновениях наблюдается ненулевой избыточный выход K^* -мезонов (~15%) по сравнению с элементарными $p + p$ столкновениями.

На рис. 3 показано сравнение факторов ядерных модификации K^* -мезонов, измеренных в Cu + Au, с R_{AA} в Cu + Cu при энергии 200 ГэВ. Результаты, как видно на рисунке, находятся в хорошем согласии с точками Cu+Cu при одинаковом числе участников в пределах неопределенностей измерений.

На рис. 4 показано сравнение факторов ядерной модификации K^* , ϕ , π^0 , η , K_S и ω -мезонов в Cu + Au столкновениях при энергии 200 ГэВ. Факторы ядерной модификации для K^* и ϕ -мезонов, как видно на рисунке, равны единице в центральных столкновениях в промежуточном диапазоне по p_T , в то время как R_{AB} для π^0 , η , K_S , ω -мезонов подавляются в центральных столкновениях во всем диапазоне p_T . При больших значениях p_T в наиболее центральных столкновениях все легкие мезоны, демонстрируют одинаковый уровень подавления. В периферийных столкновениях факторы ядерной модификации для всех рассмотренных мезонов равны единице в пределах неопределенностей. Такое же поведение легких мезонов наблюдалось в Cu + Cu столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [8].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены результаты измерения инвариантных спектров рождения и факторов ядерной модификации K^* -мезонов в Cu + Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в области $|\eta| < 0.35$ псевдобыстроты, в интервале поперечного импульса $2.0 < p_T < 5.75$ ГэВ · с⁻¹ и для пяти классов событий по центральности. Все данные, на основе которых были произведены измерения, получены в эксперименте PHENIX (БНЛ, США) в 2012 г.

Установлено, что выходы K^* -мезонов подавлены в области больших поперечных импульсов в центральных столкновениях меди и золота, что подтверждает наличие эффекта гашения струй [9, 10].

В ходе работы выявлено, что в несимметричной системе столкновения тяжелых ядер (Cu + Au) подавление инвариантных выходов K^* -мезонов по

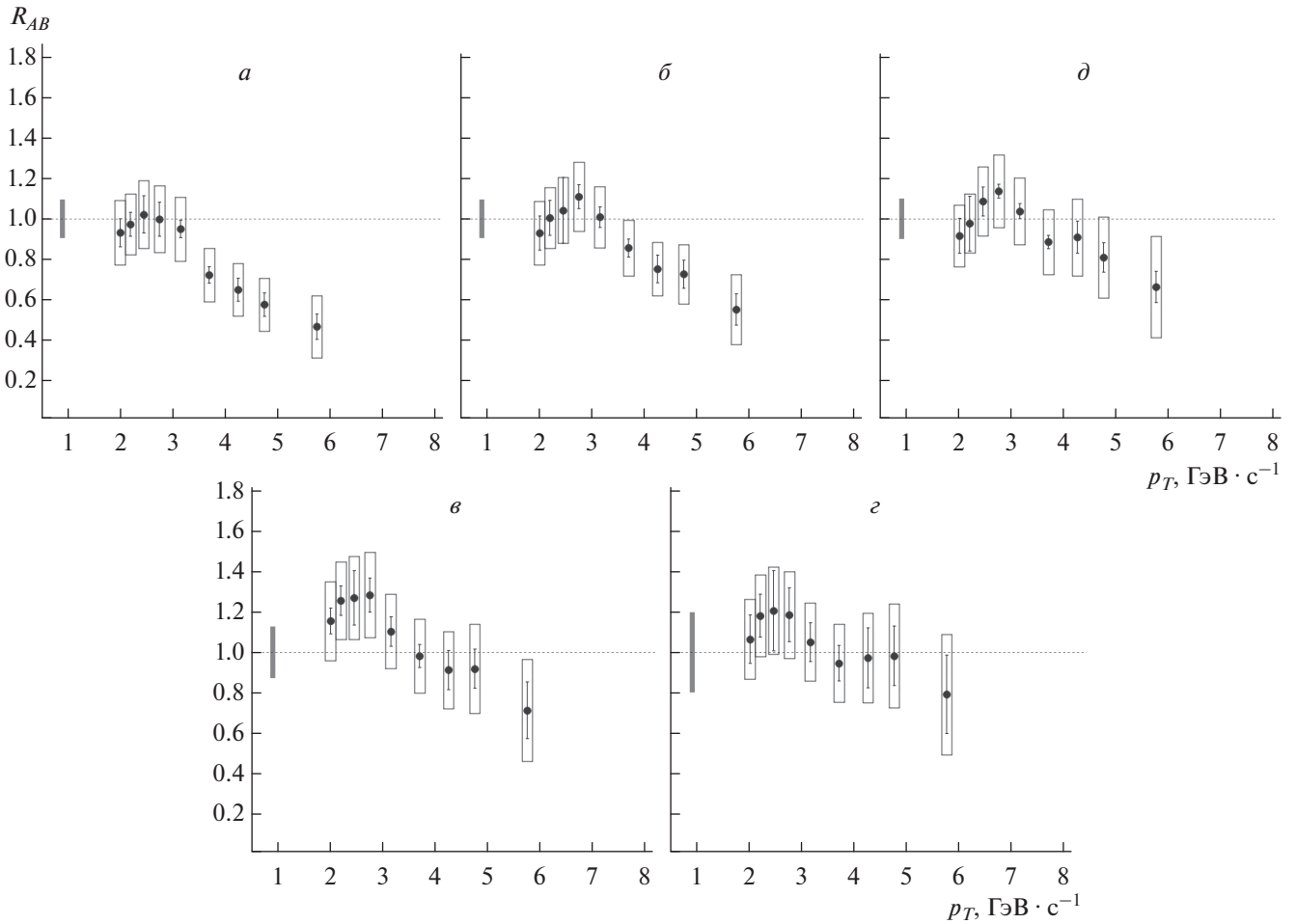


Рис. 2. Факторы ядерной модификации K^* -мезонов в Cu + Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ для пяти классов событий по центральности, итоговые. Центральность: 0–20 (а); 20–40 (б); 40–60 (в); 60–80 (г); 0–80% (д). “Усы” и прямоугольники соответствуют статистическим и систематическим погрешностям измерений.

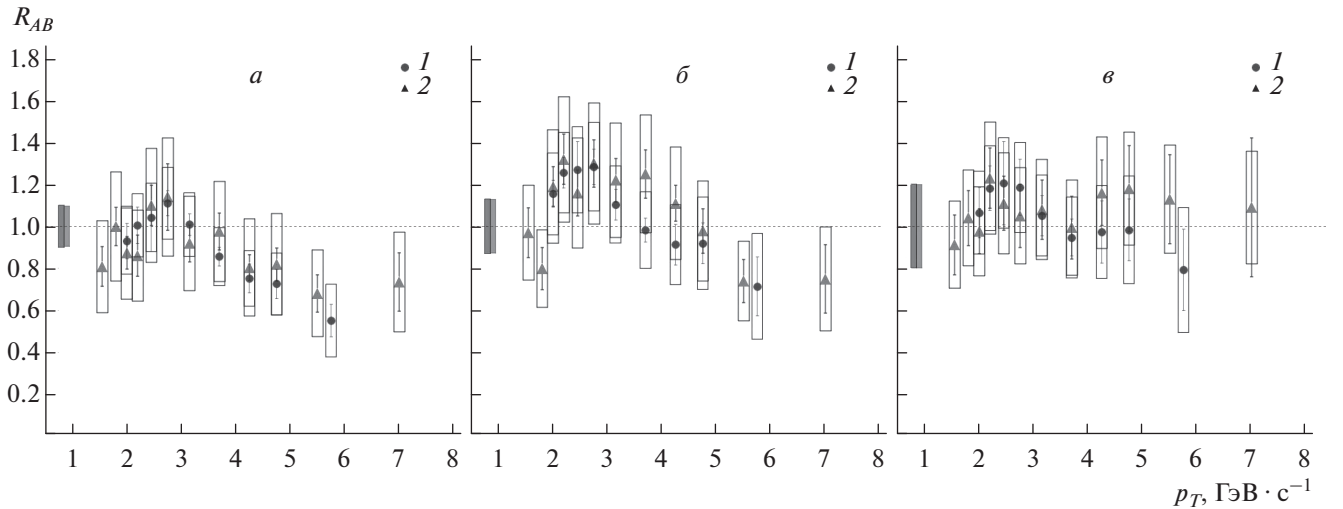


Рис. 3. Сравнение факторов ядерной модификации K^* -мезонов в столкновении Cu + Au с R_{AA} K^* -мезонов в столкновении Cu + Cu при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ при одинаковом числе участников. Точки (1) – R_{AB} K^* -мезонов в столкновении Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, треугольники (2) – R_{AA} K^* -мезонов в столкновении Cu + Cu при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. а – Cu + Au: $N_{уч} = 80.37$, Cu + Cu: $N_{уч} = 85.9$; б – Cu + Au: $N_{уч} = 34.92$, Cu + Cu: $N_{уч} = 45.1$; в – Cu + Au: $N_{уч} = 11.54$, Cu + Cu: $N_{уч} = 6.4$. “Усы” и прямоугольники соответствуют статистическим и систематическим погрешностям измерений.

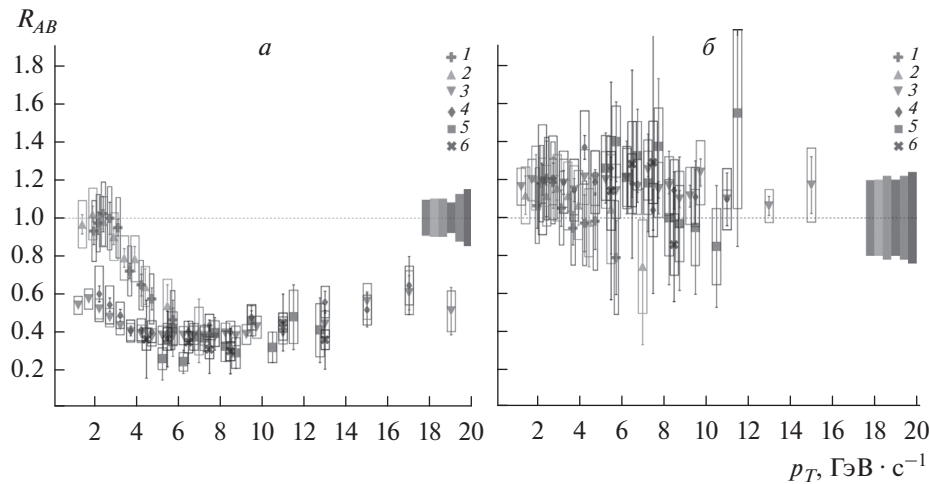


Рис. 4. Сравнение факторов ядерной модификации легких мезонов в Cu + Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. (1) $K^* \rightarrow K\pi$; (2) $\phi \rightarrow K^-K^+$; (3) $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ [7]; (4) $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ [7]; (5) $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$; (6) $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$. *a* – центральные столкновения; *b* – периферийные столкновения. “Усы” и прямоугольники соответствуют статистическим и систематическим погрешностям измерений.

сравнению с выходами этих частиц в элементарных $p + p$ столкновениях имеет ту же тенденцию, что и подавление K^* -мезонов, измеренных в тяжелых симметричных системах (Cu + Cu) при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, во всем промежутке поперечных импульсов. Таким образом, подавление мезонов в области большого числа участников зависит от размера области перекрытия ядер, но не зависит от его формы [11, 12].

В периферийных столкновениях наблюдается ненулевой избыточный выход K^* -мезонов в пределах $\sim 15\%$, в то время как их выход слабо отличается от единицы в Cu + Cu столкновениях. Данный эффект незначителен с учетом размера статистических погрешностей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Baym G., Chin S.A.* // Phys. Lett. B. 1976. V. 62. P. 24.

2. *Chapline G., Nauenberg M.* // Phys. Rev. D. 1977. V. 10. P. 450.
 3. *Imer A., Cabrera D., Markert A. et al.* // Phys. Rev. C. 2017. V. 95. Art. № 014903.
 4. *Sharma L.* // EPJ Web Conf. 2015. V. 97. Art. № 00017.
 5. *Adcox K., Adler S.S., Ajitanand N.N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 242.
 6. *Adler S.S., Afanasiev S., Aidala C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. Art. № 032301.
 7. *Aidala C., Ajitanand N.N., Akiba Y. et al.* // Phys. Rev. C. 2018. V. 98. Art. № 054903.
 8. *Berdnikov A., Berdnikov Ya., Kotov D., Mitrankov Yu.* // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 1135. Art. № 012044.
 9. *Wang X.-N., Gyulassy M., Plumer M.* // Phys. Rev. D. 1995. V. 51. P. 3436.
 10. *Xu J., Buzatti A., Gyulassy M.* // J. High Energy Phys. 2014. V. 2014. Art. № 063.
 11. *Adare A., Afanasiev S., Aidala C. et al.* // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. Art. № 052004.
 12. *Adare A., Afanasiev S., Aidala C. et al.* // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. Art. № 032001.