

УДК 539.126.3

РОЖДЕНИЕ ЛЕГКИХ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ В УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ $Cu + Au$ И $U + U$ СТОЛКНОВЕНИЯХ В ОБЛАСТИ СРЕДНИХ БЫСТРОТ

© 2020 г. А. Я. Бердников¹, Я. А. Бердников¹, С. В. Жарко^{1, *}, Д. О. Котов¹, П. В. Радзевич¹

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

*E-mail: zharkosergey94@gmail.com

Поступила в редакцию 11.05.2020 г.

После доработки 02.06.2020 г.

Принята к публикации 26.06.2020 г.

Представлены результаты измерений факторов ядерной модификации (R_{AA}) π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в системах $Cu + Au$ и $U + U$ столкновений при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 200$ и 192 ГэВ соответственно, проведенных в эксперименте PHENIX на RHIC. Величины R_{AA} не зависят от вида мезонов и в центральных столкновениях составили ~ 0.4 – 0.6 в $Cu + Au$ и ~ 0.2 – 0.3 в $U + U$. Величины R_{AA} , полученные в различных системах ($Au + Au$, $Cu + Cu$, $Cu + Au$ и $U + U$), совпадают в пределах неопределенности при близких значения N_{part} и $\sqrt{s_{NN}}$.

DOI: 10.31857/S0367676520100063

ВВЕДЕНИЕ

Сегодня одной из основных задач физики высоких энергий является определение свойств и динамики кварк-глюонной плазмы (КГП). КГП — это состояние ядерного вещества при экстремально высоких значениях температуры ($T > 170$ МэВ) с партонами степенями свободы (состояние деконфайнмента), образуемое в результате столкновения ультрарелятивистских тяжелых ядер ($A + A$). Систематическое наблюдение КГП проводится начиная с 2005 г. в экспериментах на Коллайдере релятивистских тяжелых ионов — RHIC в БНЛ (США) [1–4] и, начиная с 2012 г., в экспериментах на Большом адронном коллайдере — LHC в ЦЕРН (Швейцария) [5–8].

Эффект гашения адронных струй [9–17] является одним из наблюдаемых признаков рождения КГП и проявляется в подавлении выхода адронов по сравнению с их выходом в протон-протонных ($p + p$) столкновениях в области значений поперечного импульса $p_T > 4$ – 6 ГэВ/с. Основным механизмом образования адронов в данной области является фрагментация жестких партонов, рождающихся в процессах глубоко неупругого рассеяния кварков сталкивающихся ядер. При прохождении КГП жесткий партон теряет часть своей энергии в результате тормозного глюонного излучения либо упругого рассеяния на валентных партонах КГП, в результате чего спектр адронов

фрагментации в $A + A$ взаимодействиях смещается в область меньших значений поперечного импульса по сравнению с $p + p$.

Прохождение партонов в КГП обычно характеризуется с помощью транспортного параметра \hat{q} , представляющего отношение среднего квадрата четырех-импульса, переданного кварк-глюонной среде жестким партоном, и длине свободного пробега партона в этой среде [10–12]. Соотношение между параметром \hat{q} , температурой, вязкостью (η) и энтропией (s) определяет интенсивность взаимодействия между валентными партонами кварк-глюонной среды: если $T^3/\hat{q} \approx \eta/s$, то КГП является идеальным газом. Если $T^3/\hat{q} \ll \eta/s$, кварк-глюонная плазма ведет себя как почти идеальная жидкость [12]. Исследование этого соотношения в разных системах сталкивающихся ядер может обеспечить информацию о механизмах фазового перехода между адронным газом и жидкой КГП, образующейся в этих системах.

Измерение рождения адронов различного типа в области $p_T > 4$ – 6 ГэВ/с в разных $A + A$ системах является важным инструментом для определения параметра \hat{q} в ряде феноменологических моделей, описывающих энергетические потери партонов в КГП [10–17]. Измерение рождения лидирующих нейтральных мезонов (π^0 , η , K_S , ω) дает возможность изучить зависимость эффекта

гашения адронных струй от вариаций фрагментационной функции адронов конечного состояния и их свойств, таких как масса, спин, аромат и т.п. Множественное рождение π^0 -мезонов позволяет провести измерение их выхода в широком диапазоне поперечного импульса с относительно малой неопределенностью измерений. K_S^- и η -мезоны содержат странные кварки, поэтому возможно изучение влияния странности на гашение адронных струй. Как и π^0 -мезоны, ω -мезоны состоят из кварков и антикварков первого поколения (u, d), но при этом являются векторными мезонами с единичным спином, и изучение особенностей их рождения дает возможность изучить зависимость гашения адронных струй от спина частиц в конечном состоянии.

Удобной величиной для количественного описания эффекта гашения адронных струй служит фактор ядерной модификации (R_{AA}):

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{N_{coll}} \frac{dN_{AA}/dp_T}{dN_{pp}/dp_T}, \quad (1)$$

где dN_{AA}/dp_T , dN_{pp}/dp_T – выходы адронов соответственно в $A + A$ и $p + p$ столкновениях в данном интервале поперечного импульса p_T ; N_{coll} – число парных неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий. Величины dN_{AA}/dp_T и N_{coll} также зависят от центральности $A + A$ столкновения, обозначающей степень перекрытия двух взаимодействующих ядер и измеряемой в процентах.

Система столкновений ядер меди и золота ($Cu + Au$) при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ является первой несимметричной системой столкновений ультрарелятивистских тяжелых ядер доступной для анализа. По сравнению с симметричными системами, такими как $Cu + Cu$ и $Au + Au$, в $Cu + Au$ столкновениях область ядерного перекрытия имеет дополнительную асимметрию вдоль оси, соединяющей центры взаимодействующих ядер. Данная асимметрия также сохраняется в кварк-глюонной среде, рожденной в результате $Cu + Au$ взаимодействия. Система столкновений ядер урана-238 ($U + U$) является самой тяжелой $A + A$ системой, в центральных $U + U$ взаимодействиях образуется самая большая энергетическая плотность среди прочих $A + A$ систем. Кроме того, ядра урана-238 обладают ярко выраженной асимметрией, поэтому система $U + U$ дает альтернативную геометрию $A + A$ столкновений [18].

В статье представлены результаты измерений факторов ядерной модификации π^0 -, η -, K_S^- и ω -мезонов в системах $Cu + Au$ и $U + U$ столкновений при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 200$ и 192 ГэВ соответственно.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Результаты, приводимые в данной статье, получены с помощью спектрометра PHENIX [19] на RHIC в циклах 2012 г. Классификация событий по центральности проводится с помощью двух счетчиков ядро-ядерных столкновений (BBC), расположенных в области псевдобыстроты $3.0 < |\eta| < 3.9$ [20]. Средние значения N_{coll} и чисел нуклонов, участвующих в ядро-ядерном взаимодействии, (N_{part}) в выбранном классе центральности определены с помощью моделирования откликов BBC методом Монте-Карло с использованием модели Глаубера [21].

Выход π^0 -, η -, K_S^- и ω -мезонов получен с помощью системы электромагнитных калориметров спектрометра PHENIX, состоящей из шести секторов гетерогенного сцинтилляционного калориметра (PbSc) и двух секторов черенковского калориметра со свинцовым стеклом (PbGl). Каждый сектор покрывает область псевдобыстроты $|\eta| < 0.35$ и 22.5° по азимутальному углу. Подробное описание конструкции и свойств электромагнитного калориметра спектрометра PHENIX представлено в работе [22].

Описание методики регистрации π^0 - и η -мезонов представлено в работе [23]. Регистрация K_S^- и ω -мезонов проведена по каналам $K_S^- \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$ ($BR = 30.69 \pm 0.05\%$ [24]) и $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow 3\gamma$ ($BR = 8.40 \pm 0.22\%$ [24]) соответственно. Отбираемые фотоны проходят через ограничения по нижнему значению энергии (E_γ) в 0.4 ГэВ и форме электромагнитных кластеров [22], позволяющие значительно уменьшить вклад адронных ливней. Каждая пара $\gamma\gamma$, отбираемая в качестве кандидата на роль π^0 -мезона (π^0 -кандидата), проходит через ограничение асимметрии по энергиям: $|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}|/(E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}) < 0.8$, позволяющее уменьшить величину комбинаторного фона. Кроме того, оба фотона в паре должны быть зарегистрированы в одном и том же секторе электромагнитного калориметра.

Далее, пары $\gamma\gamma$ отбираются в пределах 2σ для $Cu + Au$ системы и в пределах 1.5σ для $U + U$ системы вокруг параметризации массы π^0 -мезонов по их поперечному импульсу. Выбор более узкого окна для $U + U$ обусловлен большей множественностью частиц в данной системе. Поперечный импульс π^0 -кандидатов ограничен в диапазонах 2–11 и 2–14 ГэВ/с для фотонов, зарегистрированных соответственно в PbSc и PbGl подсистемах. Нижняя граница позволяет значительно уменьшить комбинаторный фон. Верхняя граница соответствует значениям поперечного импульса, при которых становится существенным эффект слияния кластеров [23]. Энергии γ -квантов в парах,

формирующих π^0 -кандидаты и прошедших отбор, корректируются для приведения измеренных значений инвариантной массы этих пар к табличному значению массы π^0 -мезонов [24]. Данная коррекция позволяет значительно увеличить отношения сигнала к фону на итоговых распределениях по инвариантной массе. При исследовании канала $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ пары $\pi^0\gamma$ проходят отбор по критерию $|\cos\theta^*| < 0.6$, где θ^* – угол между направлением движения π^0 -мезона в системе покоя пары $\pi^0\gamma$ и направлением движения пары $\pi^0\gamma$ в лабораторной системе. Данное ограничение аналогично ограничению асимметрии при отборе пар $\gamma\gamma$.

Выход K_S^- и ω -мезонов определялся с помощью анализа распределений по инвариантной массе пар дочерних частиц: пар $\pi^0\pi^0$ для K_S^- -мезонов и пар $\pi^0\gamma$ для ω -мезонов. Распределения по инвариантной массе получены отдельно в разных классах центральности и интервалах поперечного импульса. Каждое распределение аппроксимировалось суммой функций Гаусса и полинома второй степени, описывающих сигнал и фон соответственно. Выход мезонов вычислялся как интеграл функции Гаусса.

Полученные выходы корректировались на ограниченный акцептанс и эффекты работы установки, а также на используемые в анализе ограничения с помощью эффективности регистрации, полученной путем полного моделирования экспериментальной установки методом Монте-Карло с помощью набора библиотек GEANT 3 [25]. Модель воспроизводит реальный эксперимент, начиная с рождения данного мезона в разыгранной вершине ядро-ядерного столкновения и заканчивая построением распределений по инвариантной массе. Эффекты множественности воспроизводились с помощью процедуры “эмбединга”, в которой сигнал с башен электромагнитного калориметра от данного смоделированного события смешивается с сигналом от реального события. При этом различие координат вершины в смоделированных и реальных данных не превышало пяти сантиметров. Соответствие модели реальному эксперименту обеспечено соответствием абсолютной энергетической шкалы и энергетического разрешения, калиброванным по массам и ширинам π^0 -мезонов. Эффективность регистрации вычислялась как отношение числа мезонов, измеренных в ходе моделирования, к числу мезонов, поданных на вход модели в разных интервалах поперечного импульса мезонов и разных классах центральности ядро-ядерных столкновений.

Систематическая неопределенность измерения выхода мезонов оценивалась путем сравнения стандартных значений выхода со значениями, полученными при вариации параметров ап-

проксимации распределений по инвариантной массе, параметров моделирования (например, абсолютной энергетической шкалы и энергетического разрешения калориметра) и используемых кинематических ограничений.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены результаты измерения факторов ядерной модификации π^0 - [23], η - [23], K_S^- и ω -мезонов в зависимости от поперечного импульса в 0–20, 20–40, 40–60 и 60–90% классах центральности Cu + Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Для получения фактора ядерной модификации K_S^- -мезонов использованы их дифференциальные сечения рождения в $p + p$ взаимодействиях при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ, опубликованные в работе [26]. В случае ω -мезонов использовалась аппроксимация дифференциального сечения рождения π^0 -мезонов в $p + p$ взаимодействиях при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ, умноженная на отношение $\omega/\pi^0 = 0.81 \pm 0.02(\text{стат.}) \pm 0.07(\text{сист.})$, измеренное в той же $p + p$ системе [27].

На рис. 2 представлены факторы ядерной модификации π^0 -, η - и K_S^- -мезонов, измеренные в U + U взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ в зависимости от поперечного импульса в разных классах центральности. Для получения факторов ядерной модификации дифференциальные сечения рождения π^0 -, η - и K_S^- -мезонов в $p + p$ взаимодействиях, интерполированные на значение $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ. Интерполяция производилась с помощью степенной функции по значениям сечений рождения π^0 -мезонов, измеренных при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [28] и $\sqrt{s_{NN}} = 510$ ГэВ [29]. Для получения сечений рождения η - и K_S^- -мезонов в $p + p$ взаимодействиях при $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ те же интерполяционные коэффициенты применялись к сечениям рождения этих частиц при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [26, 30].

Как в Cu + Au, так и в U + U взаимодействиях факторы ядерной модификации различных мезонов равны в пределах неопределенности в разных интервалах поперечного импульса и центральности столкновений. Это свидетельствует о том, что эффект гашения адронных струй в этих системах не зависит от типа мезонов и происходит на партонном уровне до фрагментации. В области $p_T > 4-6$ ГэВ/с в центральных Cu + Au столкновениях $R_{AA} \sim 0.4-0.6$ и в центральных U + U $R_{AA} \sim 0.2-0.3$.

На рис. 3 представлены интегральные факторы ядерной модификации π^0 -, η -, K_S^- и ω -мезонов в зависимости от числа N_{part} , полученные в об-

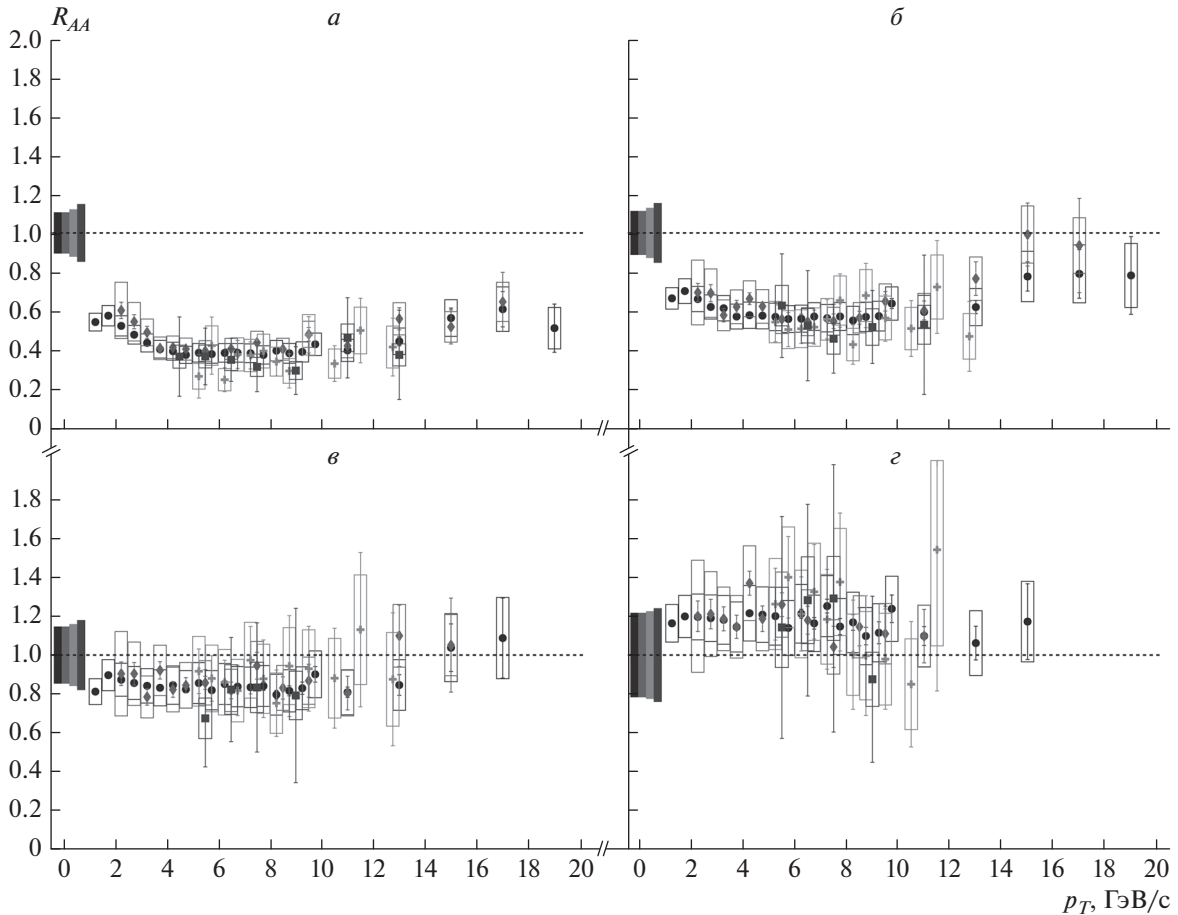


Рис. 1. Факторы ядерной модификации π^0 - (круглые маркеры), η - (маркеры-ромбы), K_S^- - (маркеры-кресты) и ω -мезонов (квадратные маркеры), измеренные в зависимости от поперечного импульса в 0–20 (а), 20–40 (б), 40–60 (в) и 60–90% (г) классах центральности Cu + Au столкновений. “Усы” и прямоугольники соответствуют статистическим и систематическим погрешностям измерений. Пунктирная линия показывает уровень $R_{AA} = 1$. Прямоугольники возле пунктирной линии указывают величину систематической погрешности, не зависящей от поперечного импульса, для π^0 -, η -, K_S^- и ω -мезонов слева направо, соответственно.

ласти $p_T > 5-7$ ГэВ/с в Au + Au, Cu + Cu и Cu + Au системах при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и U + U системе при $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ. Измеренные значения факторов ядерной модификации равны в пределах неопределенности для разных систем при близких значениях $\sqrt{s_{NN}}$ и N_{part} , что говорит о независимости эффекта гашения адронных струй от геометрии ядро-ядерных столкновений при равном количестве взаимодействующих частиц и независимости потери энергии партонов от фрагментационной функции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте PHENIX измерены факторы ядерной модификации π^0 -, η -, K_S^- и ω -мезонов в зависимости от поперечного импульса в разных

классах центральности Cu + Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и U + U столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 192$ ГэВ. Независимость факторов ядерной модификации от типа мезонов говорит о том, что эффект гашения адронных струй в этих системах не зависит от типа мезонов и происходит на партонном уровне до фрагментации. Равенство факторов ядерной модификации в области $p_T > 5-7$ ГэВ/с в Au + Au, Cu + Cu, Cu + Au и U + U системах при близких значениях $\sqrt{s_{NN}}$ и N_{part} свидетельствует о независимости эффекта гашения адронных струй от геометрии ядро-ядерных столкновений при равном количестве взаимодействующих частиц и независимости потери энергии партонов от фрагментационной функции.

Результаты настоящей работы были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России.

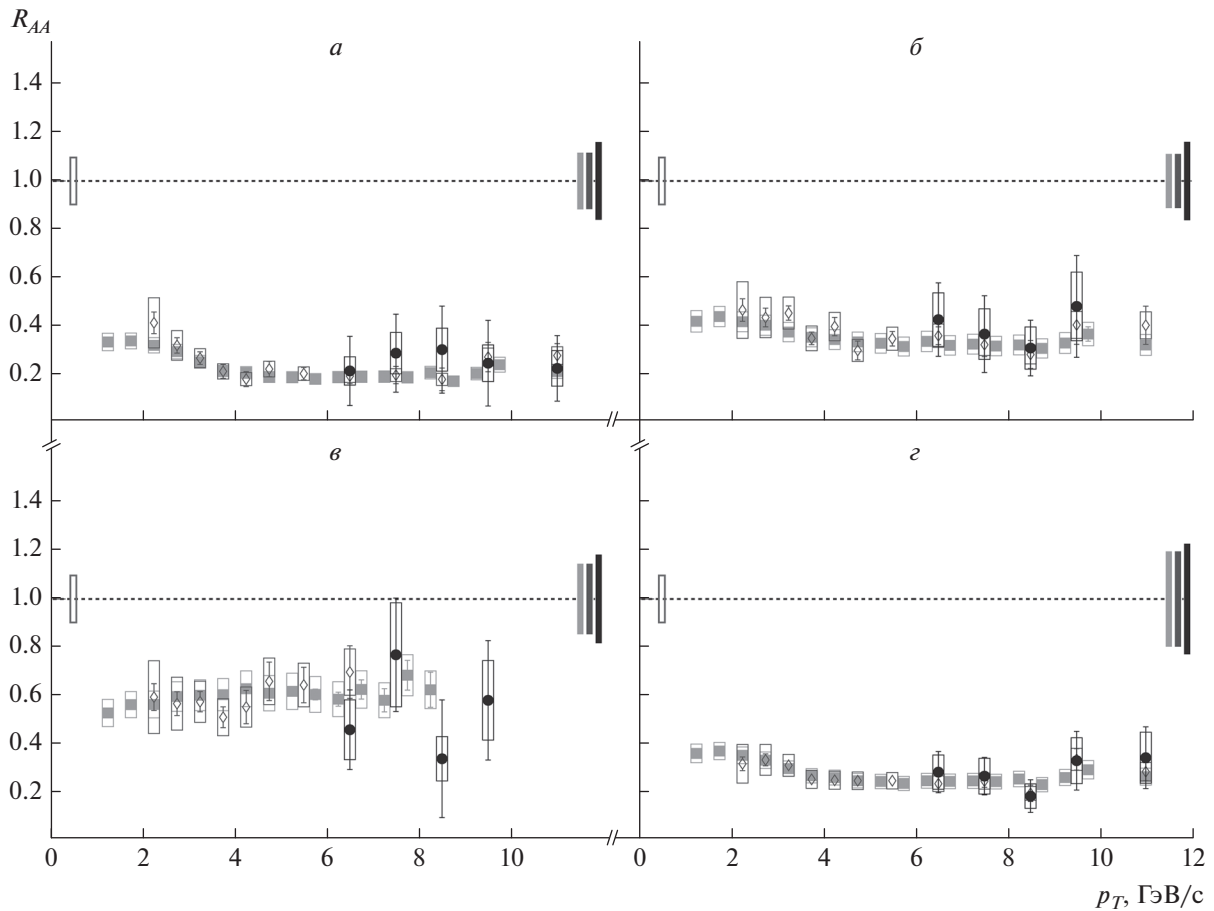


Рис. 2. Факторы ядерной модификации π^0 - (квадратные маркеры), η - (маркеры-ромбы) и K_S -мезонов (круглые маркеры) измеренные в зависимости от поперечного импульса в 0–20 (а), 20–40 (б), 60–80 (40–80% для K_S -мезонов) и 0–80% (г) классах центральности U + U столкновений. “Усы”, прямоугольники и пунктирная линия — см. подпись под рис. 1.

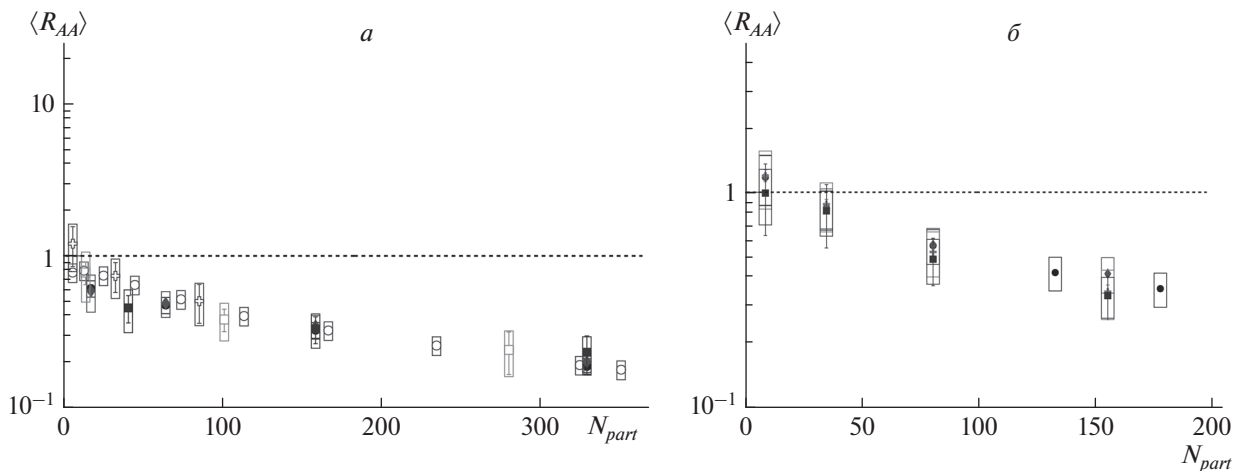


Рис. 3. Интегральные факторы ядерной модификации в зависимости от N_{part} различных мезонов в различных системах. а — U + U при : π^0 ($p_T > 5$ ГэВ/с, круглые заштрихованные маркеры), η ($p_T > 5$ ГэВ/с, маркеры-ромбы) и K_S ($p_T > 5$ ГэВ/с, квадратные заштрихованные маркеры); Au + Au: π^0 ($p_T > 5$ ГэВ/с, круглые пустые маркеры) и K_S ($p_T > 6$ ГэВ/с, квадратные пустые маркеры); Cu + Cu: K_S ($p_T > 6$ ГэВ/с, квадратные пустые маркеры). б — Cu + Au: π^0 ($p_T > 5$ ГэВ/с, круглые заштрихованные маркеры), η ($p_T > 5$ ГэВ/с, маркеры-ромбы), K_S ($p_T > 5$ ГэВ/с, квадратные заштрихованные маркеры) и ω ($p_T > 7$ ГэВ/с, квадратные заштрихованные маркеры). “Усы” и прямоугольники соответствуют статистическим и систематическим погрешностям измерений. Пунктирная линия показывает уровень $R_{AA} = 1$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Arsene I., Bearden I.G., Beavis D. et al.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 1.
2. *Back B., Baker M.D., Ballintijn M. et al.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 28.
3. *Adams J., Aggarwal M.M., Ahammed Z. et al.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 102.
4. *Adcox K. et al (PHENIX Collaboration)* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 184.
5. *Chatrchyan S., Khachatryan V., Sirunyan A.M. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2012 V. 72. Art. № 1945.
6. *Abelev B. Adam J., Adamová D. et al. (ALICE Collaboration)* // Phys. Lett. B. 2013. V. 720. P. 52.
7. *Aad G., Abbott B., Abdallah J. et al. (ATLAS Collaboration)* // Phys. Lett. B. 2013. V. 719. P. 220.
8. *Foka P., Janik M.A.* // Rev. Phys. 2016. V. 1. P. 154.
9. *Bjorken J.D.* Energy loss of energetic partons in quark-gluon plasma: possible extinction of high p(t) jets in hadron-hadron collisions. FERMILAB-PUB-82-059-T, 1982.
10. *Baier R., Schiff D., Zakharov B.G.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2000. V. 50. P. 37.
11. *Wang X.-N., Gyulassy M., Plumer M.* // Phys. Rev. D. 1995. V. 51. P. 3436.
12. *Majumder A., Muller B., Wang X.-N.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. Art. № 192301.
13. *Xu J., Buzatti A., Gyulassy M.* // J. High Energy Phys. 2014. V. 2014. Art. № 063.
14. *Cao S., Cai X.Z., Zhang G.Q.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. Art. № 014909.
15. *Chien Y.T., Vitev I.* // J. High Energy Phys. 2016. V. 2016. Art. № 23.
16. *Elayavalli R.K., Zapp K.C.* // J. High Energy Phys. 2017. V. 2017. Art. № 141.
17. *Djordjevic M., Zigic D., Blagojevic B. et al.* // Nucl. Phys. A. 2019. V. 982. P. 699.
18. *Heinz U.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. Art. № 132301.
19. *Adcox K., Borland D., Adler S.S. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. V. 499. P. 469.
20. *Allen M., Xu N., Bennett M.J. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. V. 499. P. 549.
21. *Miller M.L., Reygers K., Sanders S.J., Steinberg P.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2007. V. 57. P. 205.
22. *Aphécetche L., D'Enterria D.G., Delagrangé H. et al.* Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. V. 499. P. 521.
23. *Aidala C., Ajitanand N.N., Akiba Y. et al.* // Phys. Rev. C. 2018. V. 98. Art. № 054903.
24. *Tanabashi M., Hagiwara K., Hikasa K. et al.* // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. Art. № 030001.
25. *Brun R., Hagelberg R., Hansroul M., Lassalle J.C.* // Geant: simulation program for particle physics experiments. User guide and reference manual. Preprint CERN. CERN-DD-78-2-REV, 1978.
26. *Adare A. et al. (PHENIX Collaboration)* // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. Art. № 052004.
27. *Adare A. et al. (PHENIX Collaboration)* // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. Art. № 044902.
28. *Adare A. et al. (PHENIX Collaboration)* // Phys. Rev. D. 2007. V. 76. Art. № 051106.
29. *Adare A. et al. (PHENIX Collaboration)* // Phys. Rev. D. 2016. V. 93. Art. № 011501.
30. *Adare A. et al. (PHENIX Collaboration)* // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. Art. № 032001.