УДК 539.125.17:539.126.17

# ФАКТОРЫ ЯДЕРНОЙ МОДИФИКАЦИИ ф МЕЗОНА В Cu + Au СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 200 ГэВ И U + U СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 192 ГэВ

© 2020 г. А. Я. Бердников<sup>1</sup>, Я. А. Бердников<sup>1</sup>, Д. О. Котов<sup>1</sup>, М. М. Ларионова<sup>1</sup>, Ю. М. Митранков<sup>1, \*</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Санкт-Петербургский государственный политехнический университет", Санкт-Петербург, Россаия \*E-mail: mitrankovv@gmail.com

Поступила в редакцию 11.05.2020 г. После доработки 02.06.2020 г. Принята к публикации 26.06.2020 г.

Изучено рождение  $\varphi$ -мезонов в Cu + Au столкновениях при энергии 200 ГэВ и в U + U столкновениях при энергии 192 ГэВ в эксперименте PHENIX. Представлены сравнения факторов ядерной модификации  $\varphi$ -мезонов, полученных в U + U и Cu + Au столкновениях с результатами, полученными в Au + Au и Cu + Cu системах, а также сравнение факторов ядерной модификации  $\varphi$ -мезонов с факторами ядерной модификации  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $K_S$  и  $\omega$  мезонов в Cu + Au и U + U столкновениях.

DOI: 10.31857/S0367676520100075

### введение

Ультрарелятивистские столкновения тяжелых ионов позволяют изучать свойства ядерной материи при значениях температуры и давления аналогичных тем, что были через несколько мгновений после Большого взрыва. Материя, возникающая при столкновении тяжелых ионов, короткоживущая ( $\tau_{QGP} \sim 5-10 \text{ фм} \cdot \text{c}^{-1}$ ), обладает высокой температурой и плотностью, при которых кварки и глюоны находятся в несвязанном состоянии, известном как кварк-глюонная плазма (КГП) [1].

Одним из способов исследования свойств КГП является изучение выходов адронов в столкновении релятивистских ионов. Согласно КХД партоны с большим поперечным импульсом *р*<sub>T</sub> будут терять энергию за счет индушированного глюонного излучения при прохождении сквозь КГП [2]. Потеря партонами энергии ведет к подавлению выходов образующихся при их фрагментации адронов с большим поперечным импульсом по сравнению с их выходами в случае, если бы столкновения тяжелых ядер представляли суперпозицию элементарных нуклон-нуклонных столкновений. Это явление получило название "эффект гашения струй" и является одним из признаков образования КГП. Другим признаком является повышенный выход странности [3]. Он может проявляться в увеличении рождения адронов, содержащих странные кварки, при увеличении числа участников при переходе от протонпротонных к ядро-ядерным столкновениям.

Время жизни  $\phi$ -мезона составляет ~42  $\phi$ м · с<sup>-1</sup> [2]. Так как это больше времени существования КГП, дочерние частицы ф-мезона не будут терять энергию в фазе КГП. Ширина резонанса ф-мезона мала и составляет 4.26 МэВ, что позволяет выделить его сигнал в распределении по инвариантной массе и качественно отделить от других резонансов. Поскольку ф-мезон состоит исключительно из s и  $\overline{s}$  кварков, его сечение рождения зависит от количества этих кварков в системе. Так как в горячей и плотной среде пары странный-антистранный кварк рождаются в результате слияния глюонов. увеличение выходов ф-мезонов в столкновениях тяжелых ядер считается признаком образования КГП [4]. Благодаря всем перечисленным свойствам ф-мезон является хорошим способом изучения свойств КГП.

Рождение φ-мезона было хорошо изучено в симметричных Au + Au и Cu + Cu системах при энергии 200 ГэВ на коллайдере RHIC [5, 6]. Более глубокое понимание свойств КГП можно получить из асимметричных столкновений тяжелых ионов Cu + Au и из столкновений нецентросимметричных ядер урана, которые обеспечивают наивысшую доступную плотность энергии в RHIC.

В данной статье представлены факторы ядерной модификации  $R_{AB} \phi$ -мезона в Cu + Au столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \ \Gamma$ эВ и в U + U



**Рис. 1.** Зависимость интегральных факторов ядерной модификации  $\varphi$ -мезона при поперечном импульсе  $p_T > 2.2 \ \Gamma \ni B \cdot c^{-1} B \operatorname{Au} + \operatorname{Au}(I)$ , Cu + Cu (2), Cu + Au (3) и U + U (4) столкновениях от  $N_{yq}$ . Здесь и далее "Усы" и "прямоугольники" обозначают абсолютные статистическую погрешность и систематическую погрешность, зависящую от оси абсцисс. Пунктирная линия показывает уровень  $R_{AB} = 1$ .

столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 192 \ \Gamma$ эВ в области малых быстрот. Также приведены сравнение этих результатов с полученными ранее в Cu + Cu и Au + Au столкновениях при энергии 200 ГэВ и сравнение факторов ядерной модификации  $\varphi$ -мезона с другими легкими мезонами в обеих системах.

#### АНАЛИЗ ДАННЫХ

Данная работа посвящена изучению распада  $\phi \to K^+ K^-$  в Cu + Au столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ и в U + U столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 192$  ГэВ. Измерения были проведены при помощи центральных западного и восточного плеча детектора PHENIX [7]. Каждое из них охватывает 90° по азимуту в области малых быстрот (|y| < 0.35). Идентификация каонов производилась времяпролетной системой (ToF). Она рассчитана на временное разрешение около 100 пс. чтобы обеспечить четкое разделение частиц с высоким импульсом. Для увеличения статистической значимости измерений и диапазона по поперечному импульсу были использованы две различные техники отбора треков. Первая методика без идентификации частиц "noPID" предполагает, что все прошедшие отбор частицы являются каонами.

Вторая методика ("single leg PID") требует идентификации одного из двух каонов в подсистеме ToF.

Поскольку невозможно отличить каоны, рожденные в распаде  $\varphi$ -мезона, от других каонов, все треки каонов от каждого события, удовлетворяющие требованиям выбора трека, объединяются в пары с разноименными зарядами. Для каждого трека компоненты 3-вектора импульса  $\vec{p}$  измеряются с помощью дрейфовой камеры. Затем вычисляется инвариантная масса и поперечный импульс для пары каонов на основе кинематики двухчастичного распада. Спектр инвариантной массы для пары с разными знаками содержит как полезный сигнал  $\varphi$ -мезонов, так и собственный комбинаторный фон. Цель анализа состоит в том, чтобы извлечь выход  $\varphi$ -мезонов из выхода пар каонов

## $K^+K^-$ .

Комбинаторный фон состоит из двух: коррелированный и некоррелированный фон. Для оценки некоррелированного фона применяется методика смешивания событий [8]. Методика смешивания событий основана на том факте, что между треками частиц с разноименными зарядами в искусственно смешанных событиях, образованных путем объединения положительно заряженных треков одного события и отрицательно заряженных треков другого события, нет никаких физических корреляций. Этот метод позволяет воспроизвести форму некоррелированной части комбинаторного фона.

В спектре, полученном при вычитании, наблюдается существенный остаточный фон. Он возникает главным образом из коррелированных пар из других распадов частиц ( $K_s^0 \to \rho \pi$ ,  $\Lambda \to \pi^+ \pi^-$ ,  $\rho \to \pi^+ \pi^-$ ,  $\omega \to \pi^+ \pi^- \pi^0$  и т.д.), которые не учитываются в методе смешанных событий.

После вычитания комбинаторного фона необходимо оценить остаточный фон путем аппроксимации распределения инвариантной массы функцией Брейта—Вигнера для описания сигнала и полиномиальной функцией для описания фона. Выходы  $\varphi$ -мезонов были получены путем интегрирования распределения по инвариантной массе в интервале  $\pm 9 \text{ МэВ} \cdot c^{-2}$  вблизи массы  $\varphi$ -мезона (1.019 ГэВ  $\cdot c^{-2}$ ) после вычитания комбинаторного фона.

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

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{N_{\text{событий}} Br} \frac{1}{\varepsilon_{3\Phi\Phi}} \frac{N(\Delta p_T)}{\Delta p_T \Delta y}, (1)$$

где  $p_T$  – поперечный импульс мезона;  $\Delta p_T$  – интервал по поперечному импульсу; y – быстрота;  $N(\Delta p_T)$  – число мезонов, зарегистрированных



0.2 0 0 2 18 0 2 8 10 12 14 18 20 6 8 10 12 14 16 6 16 *р*<sub>*T*</sub>, ГэВ/с **Рис. 2.** Факторы ядерной модификации в зависимости от поперечного импульса для  $1 - \varphi$ ,  $2 - \pi^0$ ,  $3 - \eta$ ,  $4 - K_S$  и  $5 - \eta$ (0), измеренные в зависимости от поперечного импульса в 0–20 (a), 20–40 (d), 40–60 (e) и 60–90% (c) классах центральности Cu + Au столкновений. Прямоугольники возле пунктирной линии указывают величину систематической по-

грешности, не зависящей от  $p_T$ , для  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $K_S$ ,  $\omega$  и  $\phi$  мезонов слева направо, соответственно. Пунктирная линия по-

экспериментальной установкой (выход мезонов);  $N_{\rm событий}$  – полное число анализированных событий в выбранном диапазоне центральности;  $\varepsilon_{\rm эф\phi}(p_T)$  – эффективность восстановления ф-мезонов, полученная с помощью моделирования распада, прохождения и восстановления мезонов в экспериментальной установке PHENIX методом Монте-Карло [9]; Br – вероятность распада мезона по исследуемому каналу.

 $\langle R_{AA} \rangle$ 

2.0

1.8 1.6 1.4

1.2 1.0 0.8 0.6 0.4 0.2 0

1.8

1.6 1.4

1.2
 1.0
 0.8
 0.6
 0.4

казывает уровень  $R_{AB} = 1$ .

Подавление выходов частиц в столкновениях тяжелых ядер изучается с помощью факторов ядерной модификации  $R_{AB}$ , вычисляемых как отношение инвариантных выходов частиц, измеренных в релятивистских столкновениях тяжелых ионов, к выходам этих же частиц, измеренных в элементарных p + p столкновениях, нормированным на число неупругих нуклон-нуклонных столкновений.

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

$$R_{AB} = \frac{f_{\text{bias}}}{N_{\text{столкн}}} \frac{dN_{AB}(p_T)}{dN_{pp}(p_T)},$$
(2)

где  $dN_{AB}(p_T) = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N_{AB}(p_T)}{dp_T dy}$  – выход мезонов в столкновениях тяжелых ядер,  $dN_{pp}(p_T)$  =

в столкновениях тяжелых ядер,  $dN_{pp}(p_T) = 1 \quad d^2N_{pp}$ 

 $= \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N_{pp}}{dp_T dy}$  — выход этих частиц в p + p столк-

новениях при той же энергии в системе центра масс,  $f_{\text{bias}}$  — Байес-фактор,  $N_{\text{столкн}}$  — число бинарных столкновений в выбранном диапазоне по центральности.



**Рис. 3.** Факторы ядерной модификации в зависимости от поперечного импульса для  $I - \varphi$ ,  $2 - \pi^0$  и  $3 - \eta$  мезонов, измеренные в зависимости от 0–20 (*a*), 20–40 (*б*), 40–60 (*в*) и 60–80% (*г*) классах центральности U + U столкновений. Прямоугольники возле пунктирной линии указывают величину систематической погрешности, не зависящей от  $p_T$ , для  $\varphi$ ,  $\pi^0$  и  $\eta$  мезонов слева направо, соответственно. Пунктирная линия показывает уровень  $R_{AB} = 1$ .

#### РЕЗУЛЬТАТЫ

Интегральные факторы ядерной модификации  $\phi$ -мезона в зависимости от числа нуклонов-участников  $N_{yq}$ , измеренные в Cu + Au, U + U, Au + Au и Cu + Cu [5] столкновениях, показаны на рис. 1. Значения  $N_{yq}$  были вычислены с помощью моделирования Монте-Карло, основанного на формализме модели Глаубера. Факторы ядерной модификации  $\phi$ -мезона равны в пределах погрешности во всех системах столкновений. Следовательно, степень подавления пропорциональна среднему размеру ядерного перекрытия и не зависит от его формы.

Факторы ядерной модификации  $\varphi$ -мезона в Cu + + Au столкновении при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \ \Gamma$ эВ в зависимости от поперечного импульса показаны на рис. 2. Факторы ядерной модификации  $\varphi$ -мезона в U + U столкновении при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 192$  ГэВ в зависимости от поперечного импульса показаны на рис. 3. В отличие от  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $K_S$  и  $\omega$  мезонов [10, 11],  $\varphi$ -мезон менее подавлен в центральных столкновениях при  $p_T < 5$  ГэВ · с<sup>-1</sup>, в то время как при  $p_T > 5$  ГэВ · с<sup>-1</sup> все мезоны имеют одинаковую степень подавления. Факторы ядерной модификации от  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $K_S$ ,  $\omega$  и  $\varphi$  мезонов равны в пределах погрешности в периферийных Сu + Au и U + U столкновениях. Полученные результаты предоставляют новую информацию по рождению скрытой странности в несимметричных системах столкновений.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте PHENIX были измерены факторы ядерной модификации φ-мезонов по каонному каналу распада в Cu + Au столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \ \Gamma$ эВивU + U столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 192 \ \Gamma$ эВ в области малых быстрот в зависимости от  $p_T$ и  $N_{yq}$ .

В центральных Cu + Au и U + U столкновениях  $\phi$ -мезон менее подавлен, чем  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $K_S$ ,  $\omega$  мезоны при  $p_T < 5 \ \Gamma \Rightarrow B \cdot c^{-1}$ . Данный эффект может быть качественно объяснен при помощи рекомбинационных моделей [12]. В центральных Си + Аи и U + U столкновениях при  $p_T > 5 \ \Gamma \Rightarrow B \cdot c^{-1} \phi$ акторы ядерной модификации всех рассмотренных мезонов равны. Одинаковая степень подавления для разных мезонов свидетельствует о независимости эффекта гашения струй от типа мезона и о приблизительно равной величине энергетических потерь *u*, *d* и *s* кварков в плотной цветовой среде. Факторы ядерной модификации  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $K_s$ , ω и ω мезонов равны в пределах погрешности в периферийных Cu + Au и U + U столкновениях. Полученные результаты предоставляют новую информацию по рождению скрытой странности в несимметричных системах столкновений и могут быть использованы для установления дополнительных ограничений для моделей. которые пытаются объяснить эффекты горячей ядерной материи.

Факторы ядерной модификации ф-мезона равны в пределах погрешности в Cu + Au, U + U,

Au + Au и Cu + Cu столкновениях. Следовательно, степень подавления пропорциональна среднему размеру ядерного перекрытия и не зависит от его формы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Adcox K., Adler S.S., Afanasiev S. et al. (PHENIX Collaboration) // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 184.
- Wang X.N., Gyulassy M. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 1480.
- 3. *Nasim Md., Bairathi V., Sharma M. et al.* // Adv. High Energy Phys. 2015. V. 2015. Art. № 197930.
- 4. Shor A. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 1122.
- 5. Adare A., Afanasiev S., Aidala C. et al. (PHENIX Collaboration) // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. Art. № 024909.
- Berdnikov A., Berdnikov Y., Kotov D., Mitrankov Iu. // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 1135. Art. № 012044.
- Adcox K. Adler S.S., Aizama M. et al. (PHENIX Collaboration) // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. V. 499. Art. № 469.
- 8. Kopylov G. // Phys. Lett. B. 1974. V. 50. P. 472.
- 9. Brun R. // Preprint CERN. V.CERNDD-78-2-REV 1-76, 1978.
- 10. Aidala C., Ajitanand N.N., Akiba Y. et al. (PHENIX Collaboration) // Phys. Rev. C. 2018. V. 98. Art. № 054903.
- 11. *Berdnikov A., Berdnikov Ya, Kotov D. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 1135. Art. № 012048.
- 12. *Greco V., Ko C., Levai P.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. Art. № 202302.