

УДК 539.126.3

РОЖДЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИ- И ЭТА-МЕЗОНОВ В МАЛОЙ СИСТЕМЕ СТОЛКНОВЕНИЙ ГЕЛИЯ-3 И ЗОЛОТА ПРИ ЭНЕРГИИ 200 ГэВ

© 2020 г. М. А. Султанов^{1, *}, Я. А. Бердников¹, А. Я. Бердников¹, С. В. Жарко¹, Д. О. Котов¹

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

*E-mail: malik-211212@list.ru

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 -мезонов в системе ${}^3\text{He} + \text{Au}$ столкновений при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ соответственно, проведенных в эксперименте PHENIX на RHIC. Величины R_{AA} в центральных ${}^3\text{He} + \text{Au}$ столкновениях составили ~ 0.8 в области $p_T > 8$ ГэВ/с.

DOI: 10.31857/S0367676520100233

ВВЕДЕНИЕ

Кварк-глюонная плазма (КГП) — это состояние ядерной материи в экстремальных условиях при сверхвысокой температуре [1]. Такие условия существовали в течение первых микросекунд после Большого Взрыва и достижимы, например, при столкновениях ультрарелятивистских легких и тяжелых ядер на ускорителях RHIC и LHC [2–7]. Одним из признаков образования (КГП) является эффект гашения адронных струй [8], который может быть наблюдаем и воссоздан в лабораторных условиях. Например, при центральном Au + Au столкновении можно наблюдать подавление выхода пимезонов в области больших значений поперечного импульса ($p_T > 5$ ГэВ/с) примерно на 80% [9]. В данной области доминирующую роль играют процессы фрагментации, в следствие которых кварки и глюоны, рождающиеся в процессе столкновения ядер, образуют адронные струи. Подавление же выхода адронов в интервале высоких поперечных импульсов связано с потерей энергии партонов в сверхгорячей и плотной среде. Важно отметить, что сравнение происходит с выходами, измеренными в протон-протонных ($p + p$), где КГП отсутствует. Изучение эффекта гашения адронных струй в диапазоне высоких поперечных импульсов дает возможность получить информацию о транспортных свойствах КГП [10, 11].

Для измерения эффекта гашения адронных струй в столкновениях тяжелых ядер вводят величину, называемую фактором ядерной модифика-

ции (R_{AA}), который, по сути, является отношением выходов частиц данного типа в данной $A + A$ системе к выходам этих же частиц в $p + p$ столкновениях и вычисляется как:

$$R_{AA}(p_T) = \frac{dN_{AA}(p_T)}{\langle N_{\text{столкн}} \rangle dN_{pp}(p_T)}, \quad (1)$$

где dN_{AA} (dN_{pp}) — выходы частиц, измеренные в $A + A$ ($p + p$) столкновениях, $\langle N_{\text{столкн}} \rangle$ — среднее число парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений. Все измерения для (1) проводятся при определенной центральности столкновений, которая определяет величину площади перекрытия взаимодействующих ядер. Для описания величины центральности обычно пользуются процентами, а именно, центральным столкновениям, в которых ядра практически полностью перекрываются, соответствует центральность ~ 0 –20%, тогда как для области малых перекрытий центральность принимает значения ~ 60 –90%.

Как правило, малые системы столкновений, такие как $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$, ${}^3\text{He} + \text{Au}$ рассматриваются как не образующие КГП. Однако недавние анализы эллиптических потоков дают основания полагать, что малые объемы КГП производятся в данных столкновениях [4]. Этот факт делает малые системы столкновений представляющими интерес для поиска КГП и, в частности, эффекта гашения адронных струй. Исследования рождения π^0 - и η -мезонов предоставляют эффективный инструмент для исследования эффекта гаше-

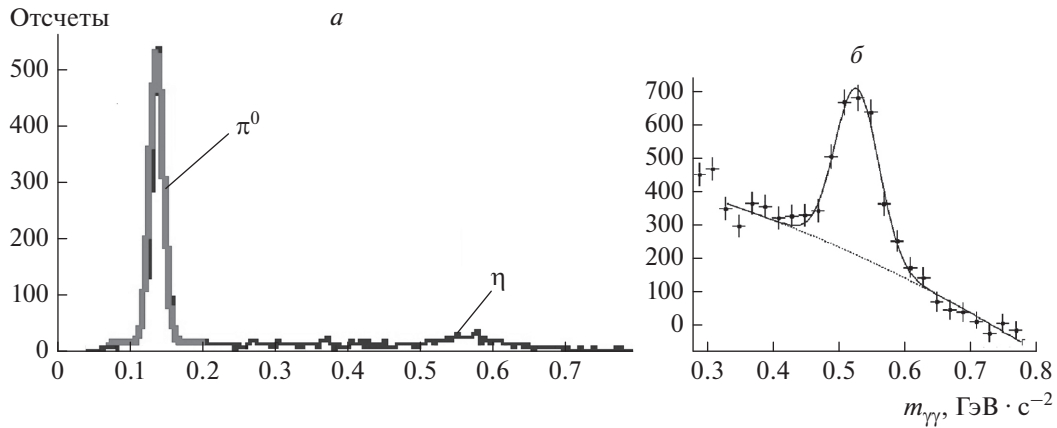


Рис. 1. Распределения по инвариантной массе пар $\gamma\gamma$ в диапазонах 0–0.8 (а) и 0.3–0.8 (б) $\text{ГэВ}/c^2$ в области поперечного импульса 4.0–4.5 $\text{ГэВ}/c$.

ния адронных струй, поскольку их выходы могут быть измерены в широком диапазоне поперечных импульсов с относительно малыми неопределенностями.

МЕТОДИКА

В настоящей статье представлены результаты, полученные с помощью центральных плеч спектрометра PHENIX [12], покрывающих диапазон псевдобыстроты $|\eta| < 0.35$. Различные детекторные подсистемы эксперимента, а также их характеристики приведены в [12]. Для определения центральности столкновений использовались счетчики ядро-ядерных столкновений ВВС (Beam-Beam Counter) [13]. Общие геометрические характеристики ядро-ядерных столкновений, а именно количество парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений и количество нуклонов, участвовавших в ядро-ядерном взаимодействии ($N_{\text{уч}}$), получены путем симуляции отклика ВВС методами Монте-Карло с использованием модели Глаубера [14].

Измерение выходов π^0 -мезонов проводится в канале распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ с использованием систем электромагнитного калориметра [12] эксперимента PHENIX, представленных в виде двух подсистем: сцинтилляционного (PbSc) и калориметра Черенкова (PbGl). В данном анализе для определения выхода π^0 -мезонов используется только подсистема PbSc.

Путем анализа распределений по эффективной массе пар γ -квантов ($M_{\gamma\gamma}$), измеряется выход π^0 -мезонов. Примеры распределений по инвариантной массе пар $\gamma\gamma$ приведены на рис. 1. Линии обозначают результаты аппроксимации. Сигнал, соответствующий π^0 -мезонам, принадлежит области $M_{\gamma\gamma} = 0.1\text{--}0.2 \text{ ГэВ}/c^2$. Для оценки некоррелированной части комбинаторного фона строятся

распределения для двух γ -квантов, полученных из двух разных событий с близкой центральностью (в пределах 5%), и после нормировки вычитаются из реального распределения. Окончательное распределение аппроксимируется суммой функций Гаусса, описывающей сигнал, и полинома второй степени, описывающего остаточную коррелированную часть фона. Выход π^0 -мезонов вычисляется как сумма отсчетов под сигналом в интервале $M_{\gamma\gamma} = 0.1\text{--}0.17 \text{ ГэВ}/c^2$ за вычетом остаточного фона, величина которого равна интегралу под полиномом в том же промежутке.

В процессе измерения выходов π^0 -мезонов также необходимо учитывать, как акцептанс, так и эффекты калориметра (разрешение, дискриминация адронных кластеров и т.д.) при регистрации π^0 -мезонов. Для этого необходимо вычислить эффективность регистрации как функцию поперечного импульса мезонов и центральности столкновений с помощью моделирования экспериментальной установки в среде GEANT 3 [14].

Основными источниками систематической неопределенности измерений выходов π^0 -мезонов в области малых и промежуточных значений поперечного импульса ($p_T < 12 \text{ ГэВ}/c$) являются неопределенности, связанные с конверсией дочерних фотонов в материалах установки (5.2%) и выбором ограничений по форме электромагнитных кластеров при отборе фотонов (4%) [12]. В области больших значений поперечного импульса ($p_T > 12 \text{ ГэВ}/c$) определяющим источником неопределенности является эффект слияния электромагнитных кластеров, возрастающий до 12% при $p_T = 20 \text{ ГэВ}/c$. Полная систематическая неопределенность измерения выходов π^0 -мезонов составляет 8% в области средних и промежуточных значений поперечного импульса и начинает

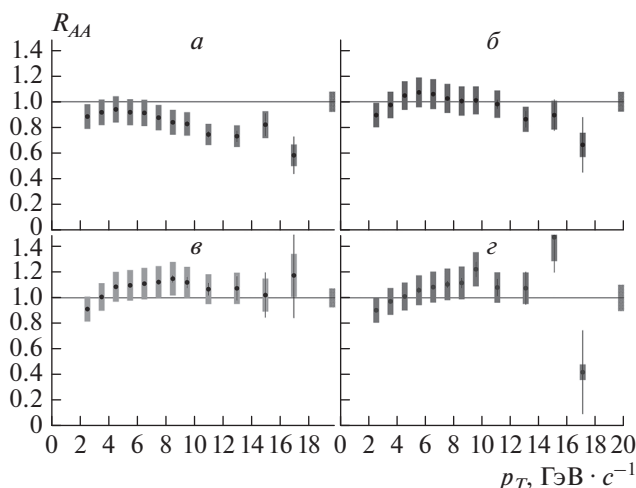


Рис. 2. Факторы ядерной модификации π^0 -мезонов, измеренные в 0–20 (а), 20–40 (б), 40–60 (в) и 60–90% (г) классах центральности $^3\text{He} + \text{Au}$ столкновений. Здесь и далее “усы” и прямоугольники соответствуют статистическим и систематическим погрешностям измерений.

возрастать в области больших значений поперечного импульса до 14% при $p_T = 20$ ГэВ/с.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Инвариантные выходы π^0 -мезонов вычисляются как:

$$I_{\pi^0} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{N_{\pi^0}(p_T)}{N_{\text{соб}} \Delta p_T \epsilon_{\text{рег}}(p_T)}, \quad (2)$$

где N_{π^0} – выход π^0 -мезонов, $\epsilon_{\text{рег}}$ – эффективность регистрации, $N_{\text{соб}}$ – количество анализируемых событий.

На рис. 2 представлены факторы ядерной модификации π^0 -мезонов в зависимости от их поперечного импульса, измеренные в разных классах центральности $^3\text{He} + \text{Au}$ столкновений $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. В центральных столкновениях (0–20%) в области $p_T > 8$ ГэВ/с наблюдается подавление выхода π^0 -мезонов на ~20% по сравнению с их выходом в $p + p$ взаимодействиях. Причем в пределах неопределенности подавление не наблюдается в нецентральных столкновениях (20–40, 40–60, 60–88%). Данное подавление может быть интерпретировано как проявление эффекта гашения адронных струй.

На рис. 3 представлены результаты измерения факторов ядерной модификации π^0 -мезонов в зависимости от их поперечного импульса в центральных $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$ столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. В области $p_T < 10$ ГэВ/с наблюдается иерархия значений факторов ядерных

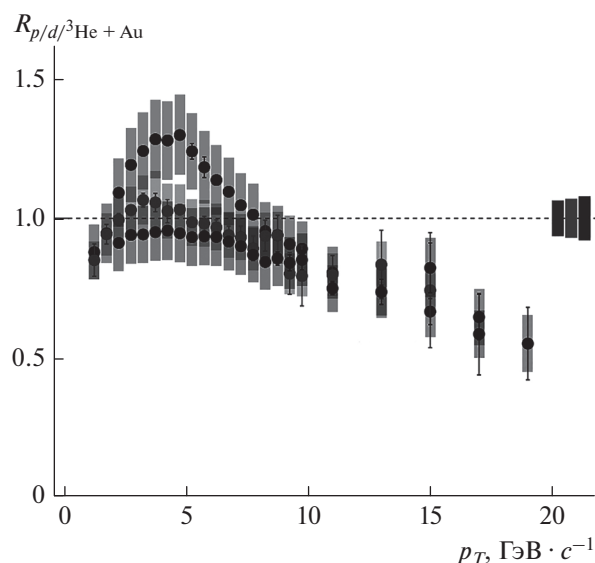


Рис. 3. Факторы ядерной модификации π^0 -мезонов, измеренные в центральных 0–20% при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в сравнении с факторами ядерной модификации для $p + p$ и $d + \text{Au}$.

модификации π^0 -мезонов: $R_{AA}(^3\text{He} + \text{Au}) < R_{AA}(d + \text{Au}) < R_{AA}(p + \text{Au})$. При больших значениях поперечного импульса факторы ядерной модификации равны друг другу в пределах неопределенности измерений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте PHENIX были получены инвариантные спектры рождения и факторы ядерной модификации π^0 -мезонов в пяти классах центральности $^3\text{He} + \text{Au}$ столкновений при энергии 200 ГэВ на нуклон в системе центра масс. В центральных столкновениях в области $p_T > 8$ ГэВ/с наблюдается ~20% подавление выхода π^0 -мезонов, что может свидетельствовать о присутствии эффекта гашения адронных струй. В центральных $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$ столкновениях наблюдается иерархия величин $R_{AA}(^3\text{He} + \text{Au}) < R_{AA}(d + \text{Au}) < R_{AA}(p + \text{Au})$ в области $p_T < 10$ ГэВ/с. В области больших значений поперечного импульса факторы ядерной модификации равны в пределах неопределенности измерений. В настоящее время идет работа по измерению рождения η -мезонов в $^3\text{He} + \text{Au}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shuryak E.V.* // Phys. Rep. 1980. V. 61. P. 71.
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. *Arsene I., Agler S.S., Afanasiev S. et al.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 1.
5. *Chatrchyan S., Khachatryan V., Sirunyan A.M. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2012. V. 72. P. 1945.
6. *Abelev B., Adam J., Adamová D. et al.* // Phys. Lett. B. 2013. V. 720. P. 52.
7. *Aad G., Abbott B., Abdallah J. et al.* // Phys. Lett. B. 2013. V. 719. P. 220.
8. *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.
9. *Adare A. et al. (PHENIX Collaboration)* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. Art. № 152301.
10. *Wang X.-N., Gyulassy M., Plumer M.* // Phys. Rev. D. 1995. V. 51. P. 3436.
11. *Majumder A., Muller B., Wang X.-N.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. Art. № 192301.
12. *Adcox K., Adler S.S., Aizama M. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. V. 499. P. 469.
13. *Aphexche L., D'Enterria D.G., Delagrang H. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. V. 499. P. 521.
14. *Brun R. et al.* Geant: simulation program for particle physics experiments. User guide and reference manual. Preprint CERN. CERN-DD-78-2-REV, 1978.