

РОЖДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ АДРОНОВ В $\text{Cu} + \text{Au}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 200 ГэВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ PHENIX

*Д. М. Ларионова**, *Я. А. Бердников*, *А. Я. Бердников*,
Д. О. Котов, *Ю. М. Митранков*

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

Адронизация кварк-глюонной плазмы — одна из наиболее обсуждаемых проблем современной физики высоких энергий. В 2002 г. в эксперименте PHENIX в столкновениях $\text{Au} + \text{Au}$ при энергии 130 ГэВ, а впоследствии и при 200 ГэВ, было обнаружено аномально большое по сравнению с протон-протонными столкновениями отношение выходов (анти)протонов к выходам π^\pm -мезонов. Единственной моделью, способной объяснить данную аномалию, оказалась одна из моделей адронизации, основанная на рекомбинации партонов. Представлены результаты измерений π^\pm , K^\pm и $(p + \bar{p})/2$ в столкновениях асимметричной системы $\text{Cu} + \text{Au}$ при энергии 200 ГэВ с целью исследования влияния геометрии столкновений на рождение заряженных адронов.

Hadronization of a quark–gluon plasma is one of the most discussed problems in modern high-energy physics. In 2002, the PHENIX experiment discovered an anomalously large yield of protons compared to π^\pm -mesons in $\text{Au} + \text{Au}$ collisions at the energy of 130 GeV and later of 200 GeV. The only model capable of explaining this anomaly was one of the hadronization models based on the recombination of partons. This paper presents measurements of π^\pm , K^\pm and $(p + \bar{p})/2$ in collisions of an asymmetric $\text{Cu} + \text{Au}$ system at the energy of 200 GeV in order to study the effect of collision geometry on the production of charged hadrons.

PACS: 25.75.-q

ВВЕДЕНИЕ

Кварк-глюонная плазма (КГП) — это состояние вещества, которое существует при чрезвычайно высоких температуре и плотности [1]. КГП состоит из асимптотически свободных сильновзаимодействующих кварков и глюонов, которые обычно находятся внутри атомных ядер или других адронов. Считается, что первые несколько микросекунд после Большого взрыва Вселенная находилась в состоянии КГП. Согласно

* E-mail: dashalario@gmail.com

квантовой хромодинамике, КГП может образовываться также и в столкновениях релятивистских тяжелых ионов [1]. КГП по мере расширения остывает, и при достижении критической температуры происходит процесс адронизации — фазовый переход в нейтральную по цвету адронную материю.

Одной из моделей адронизации является модель рекомбинации, согласно которой адроны образуются в результате объединения кварков, которые находятся рядом в фазовом пространстве [2]. Поскольку связанные адронные состояния являются непертурбативными в рамках квантовой хромодинамики, описание процесса адронизации является чрезвычайно сложной задачей. В связи с этим особую важность приобретают экспериментальные данные.

В 2002 г. в эксперименте PHENIX в столкновениях Au + Au при энергии 130 ГэВ, а впоследствии и при 200 ГэВ, было обнаружено аномально большое по сравнению с протон-протонными столкновениями отношение выходов (анти)протонов к выходам π^\pm -мезонов [3]. В протон-протонных столкновениях в области поперечных импульсов $p_T \approx 3$ ГэВ/с барионов рождается в 3 раза меньше, чем мезонов. Это связано с большими массами барионов и требованием ненулевого барионного числа для образования бариона. Однако в эксперименте PHENIX было обнаружено, что в центральных столкновениях Au + Au барионы и мезоны рождаются примерно в равной пропорции. С увеличением центральности столкновений различие между результатами в протон-протонных взаимодействиях и взаимодействиях Au + Au уменьшается. Единственной моделью, способной объяснить данную аномалию, получившую название «барионная загадка», оказалась модель рекомбинации.

Центральность столкновений непосредственно связана с размером области перекрытия сталкивающихся ядер. Зависимость рождения заряженных адронов от формы этой области и геометрии столкновений до сих пор не рассматривалась. В данной работе представлены результаты измерений заряженных адронов в столкновениях асимметричной системы Cu + Au при энергии 200 ГэВ с целью исследования влияния геометрии столкновений на рождение заряженных адронов. Полученные данные могут предоставить дополнительную информацию для изучения модели рекомбинации.

МЕТОДИКА РАБОТЫ

В настоящей работе использованы данные, полученные во взаимодействиях Cu + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в 2012 г. в эксперименте PHENIX [4], который проводится на коллайдере релятивистских тяжелых ионов RHIC [5]. Заряженные адроны регистрируются непосредственно с помощью времяпролетной и дрейфовых камер. На рис. 1, а представлено распределение произведения квадрата массы и заряда регистрируемых адронов в зависимости от поперечного импульса. Сигналы,

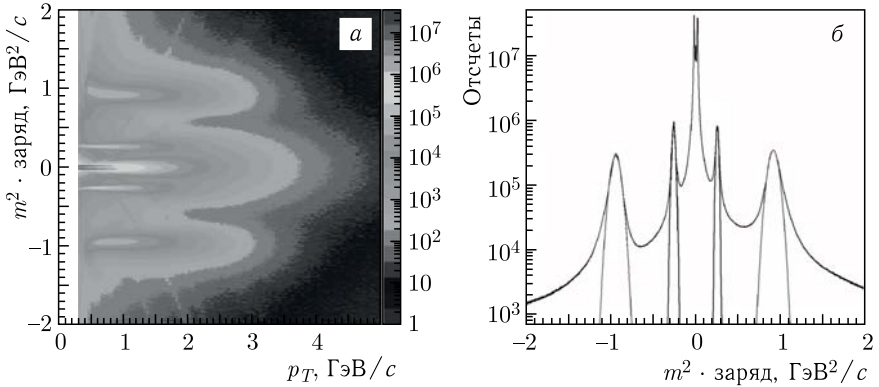


Рис. 1. а) Двухмерное распределение произведения квадрата массы на заряд регистрируемых адронов в зависимости от поперечного импульса. б) Пример аппроксимации сигналов от заряженных адронов функцией Гаусса в диапазоне поперечных импульсов 1,0–1,1 $\text{ГэВ}/c$

соответствующие протонам, каонам и пионам, на данном распределении хорошо различимы и могут быть аппроксимированы функцией Гаусса. Пример такой аппроксимации в диапазоне поперечных импульсов 1,0–1,1 $\text{ГэВ}/c$ представлен на рис. 1, б. Среднеквадратичное отклонение (σ_h) и математическое ожидание (m_h) функции Гаусса, которая применяется для аппроксимации сигнала от адрона h ($h = \pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$), используются для идентификации частиц. Частица идентифицируется как адрон h в том случае, если ее масса m удовлетворяет неравенствам

$$m_h - 2\sigma_h < m < m_h + 2\sigma_h. \quad (1)$$

Инвариантные спектры по поперечному импульсу были вычислены согласно следующей формуле [1]:

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} = \frac{N_h}{2\pi p_T N_{\text{evt}} \varepsilon_{\text{rec}} \Delta p_T \Delta y}, \quad (2)$$

где Δp_T — диапазон поперечных импульсов; Δy — диапазон быстрот; N_h — количество заряженных адронов h , зарегистрированных в диапазонах $\Delta p_T, \Delta y$; ε_{rec} — эффективность регистрации адронов h . Для оценки значения величины ε_{rec} было проведено моделирование методом Монте-Карло.

Для количественного сравнения выходов адронов в ядро-ядерных и нуклон-нуклонных соударениях были вычислены факторы ядерной модификации (R_{AB}). Для столкновений ядер A и B значение R_{AB}

определяется соотношением [1]

$$R_{AB} = \frac{1}{N_{\text{coll}}} \frac{d^2 N_{\text{Cu+Au}}/dp_T dy}{d^2 N_{p+p}/dp_T dy}, \quad (3)$$

где N_{coll} — количество парных нуклон-нуклонных соударений; $(d^2 N_{\text{Cu+Au}})/(dp_T dy)$ и $(d^2 N_{p+p})/(dp_T dy)$ — инвариантные спектры адронов в столкновениях Cu + Au и $p + p$ соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлены в сравнении факторы ядерной модификации π^\pm , K^\pm и $(p + \bar{p})/2$ для столкновений Au + Au [6] и Cu + Au при энергии $\sqrt{s}_{NN} = 200$ ГэВ. Значения R_{AB} в обеих системах совпадают в пределах погрешности при схожих значениях количества нуклонов-участников (N_{part}). Это может означать, что рождение заряженных адронов зависит от размера области перекрытия сталкивающихся ядер, но не зависит от ее формы.

На рис. 3 показаны факторы ядерной модификации легких адронов в столкновениях Cu + Au при энергии $\sqrt{s}_{NN} = 200$ ГэВ. В центральных столкновениях значения R_{AB} протонов превышают значения R_{AB} мезонов в промежуточном диапазоне p_T . В частности, значения R_{AB} протонов больше, чем значения R_{AB} φ -мезонов. Принимая во внимание, что масса φ -мезона $m_\varphi = 1,019$ ГэВ/ c^2 сравнима с массой протона, можно сделать вывод, что разница значений R_{AB} не может быть объяснена простой зависимостью от массы частицы. Поскольку значения R_{AB} во взаимодействиях Cu + Au совпадают со значениями R_{AB} во взаимодействиях Au + Au в пределах погрешности, можно предположить, что рождение заряженных адронов во взаимодействиях Cu + Au также может быть объяснено в рамках модели рекомбинации [2, 6]. Также в центральных столкновениях важно отметить совпадение значений R_{AB} мезонов, содержащих странные кварки, таких как K^* , φ и K^\pm . Значения R_{AB} таких мезонов близки к единице. Значения R_{AB} мезонов, которые не содержат странных кварков, таких как π^0 и π^\pm , также совпадают между собой в промежуточном диапазоне p_T , однако имеют меньшие величины по сравнению с мезонами, содержащими странный кварк. Эта закономерность может указывать на эффект увеличения выхода странности, являющийся одним из основных признаков образования КГП [7, 8].

Наблюдаемые различия в значениях R_{AB} для легких адронов постепенно уменьшаются с увеличением центральности столкновений. В наиболее периферийных столкновениях значения R_{AB} всех легких адронов близки к единице и совпадают в пределах погрешности.

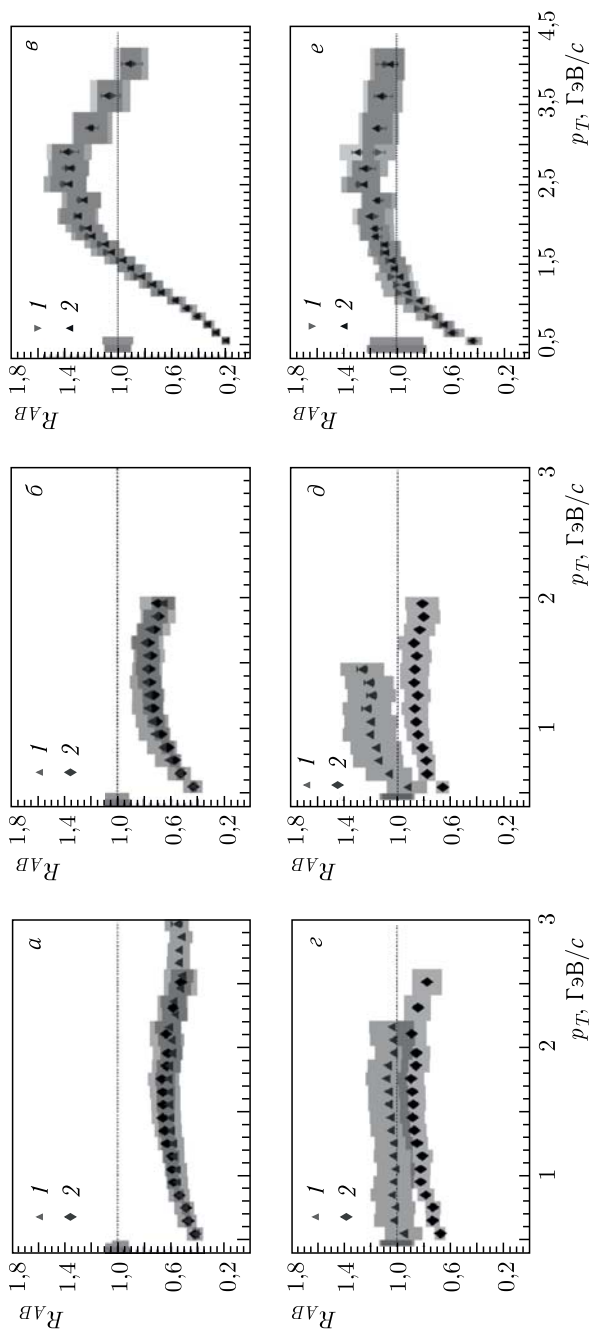


Рис. 2. Факторы ядерной модификации в центральных (0–20%, $N_{\text{part}} = 154,8$) столкновениях $\text{Cu} + \text{Au}$ (1) и столкновениях $\text{Au} + \text{Au}$ с центральностью 20–40% и значением $N_{\text{part}} = 141,5$ (2) при энергии 200 ГэВ для π^\pm (а), K^\pm (б) и $(p + \bar{p})/2$ (в). Факторы ядерной модификации в периферийных (60–80%, $N_{\text{part}} = 11,5$) столкновениях $\text{Cu} + \text{Au}$ (1) и в периферийных (60–92%, $N_{\text{part}} = 14,7$) столкновениях $\text{Au} + \text{Au}$ (2) при энергии 200 ГэВ для π^\pm (с), K^\pm (д) и $(p + \bar{p})/2$ (е)

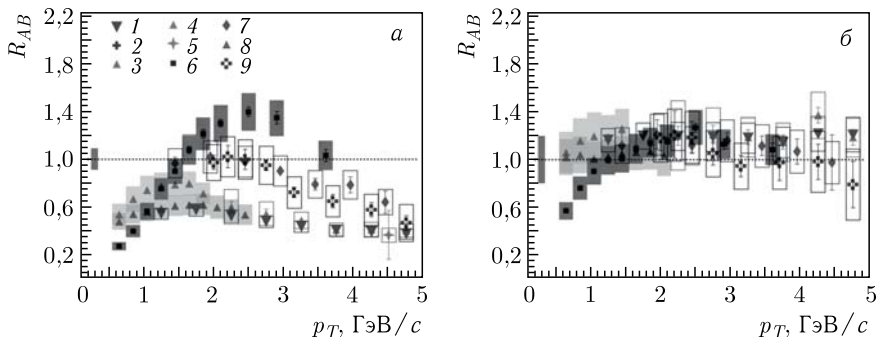


Рис. 3. Факторы ядерной модификации легких адронов, полученных в центральных (а) и периферийных (б) взаимодействиях $\text{Cu} + \text{Au}$ при энергии 200 ГэВ для частиц: 1 – π^0 ; 2 – K_s ; 3 – K^\pm ; 4 – η ; 5 – ω ; 6 – $(p + \bar{p})/2$; 7 – ϕ ; 8 – π^\pm ; 9 – K^*

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены факторы ядерной модификации легких адронов в столкновениях $\text{Cu} + \text{Au}$ при энергии 200 ГэВ, полученные в эксперименте PHENIX. Также представлены в сравнении факторы ядерной модификации в столкновениях $\text{Cu} + \text{Au}$ и $\text{Au} + \text{Au}$.

Выявлено, что при схожих значениях количества нуклонов-участников столкновения факторы ядерной модификации заряженных адронов в $\text{Cu} + \text{Au}$ и $\text{Au} + \text{Au}$ хорошо согласуются. Это может означать, что рождение заряженных адронов зависит от размера области перекрытия сталкивающихся ядер, но не зависит от ее формы.

Для наиболее центральных столкновений $\text{Cu} + \text{Au}$ значения R_{AB} протонов больше значений R_{AB} мезонов при $p_T > 2$ ГэВ/с, тогда как выходы частиц, не содержащих странный кварк, подавляются. Для частиц, содержащих странный кварк, $R_{AB} \approx 1$. Наблюдаемая разница в значениях R_{AB} легких мезонов уменьшается с увеличением центральности столкновений.

Результаты данной работы могут дать дополнительные ограничения для моделей рекомбинации кварков.

Работа частично поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» (№ 075-15-2021-1333 от 30.09.2021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Adox K. et al. (PHENIX Collab.). 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. *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.
3. *Chujo T. (PHENIX Collab.)*. Results on Identified Hadrons from the PHENIX Experiment at RHIC // *Nucl. Phys. A.* 2003. V. 715. P. 151–160.
4. *Adox K. et al. (PHENIX Collab.)*. PHENIX Detector Overview // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2005. V. 499. P. 469.
5. *Harrison M., Ludlam T., Ozaki S.* RHIC Project Overview // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2003. V. 499, Nos. 2–3. P. 235.
6. *Adare A. et al. (PHENIX Collab.)*. Spectra and Ratios of Identified Particles in Au + Au and d + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Phys. Rev. C.* 2013. V. 88. P. 024906.
7. *Mitrakov I.* Phi Meson Measurements in Cu + Au Collisions at 200 GeV and in U + U Collisions at 192 GeV // *Proc. Sci.* 2018. V. 345, No. 1. P. 0108.
8. *Бердников А. Я., Бердников Я. А., Котов Д. О., Ларионова Д. М., Ларионова М. М., Митранков Ю. М.* Измерения ϕ -мезона в $p + Au$ и ${}^3He + Au$ столкновениях при энергии 200 ГэВ // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 84, № 12. С. 1796–1799.