

ОТНОШЕНИЕ ВЫХОДОВ АНТИЯДЕР И ЯДЕР В СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ БЫСТРОТ

А. И. Малахов*, А. А. Зайцев**

Объединенный институт ядерных исследований
141980, Дубна, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 17 марта 2022 г.,
после переработки 6 апреля 2022 г.
Принята к публикации 8 апреля 2022 г.

Представлены результаты расчетов отношения выхода античастиц к выходу частиц (\bar{p}/p , \bar{d}/d , $\overline{{}^3\text{He}}/{}^3\text{He}$) в протон-протонных и ядро-ядерных взаимодействиях с использованием параметра самоподобия в центральной области быстрых ядер. Используемый подход основан на изучении взаимодействий релятивистских ядер в пространстве 4-скоростей. Результаты расчетов сравниваются с существующими экспериментальными данными в широкой области энергий (SPS, RHIC, LHC). В рамках этого подхода ранее были описаны инклюзивные спектры пионов и каонов и отношения их выходов в pp -столкновениях.

DOI: 10.31857/S0044451022080089
EDN: EGNUXP

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1998 году А. М. Балдин и А. И. Малахов опубликовали статью, в которой с помощью автомодельного подхода получили явное аналитическое выражение для инклюзивных сечений частиц, ядерных фрагментов и антиядер в столкновениях релятивистских ядер в центральной области быстрых ядер [1]. В настоящее время появились соответствующие экспериментальные данные вплоть до энергии LHC. В настоящей работе мы приводим сравнение наших расчетов отношения выхода антиядер и ядер в релятивистских pp -столкновениях и в центральных АА-столкновениях в центральной области быстрых ядер с имеющимися экспериментальными данными.

2. ПАРАМЕТР САМОПОДОБИЯ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ БЫСТРОТ

Экспериментально наблюдаемые величины, характеризующие многокварковые процессы, представляют собой сечения множественного рождения частиц в релятивистских ядерных столкновениях

* E-mail: malakhov@jinr.ru

** E-mail: zaicev@jinr.ru

$$I + II \rightarrow 1 + \dots \quad (1)$$

В реакции (1) сталкивающиеся ядра обозначены номерами I и II, а вторичная зарегистрированная частица обозначена цифрой 1. Процесс (1) схематически представлен на рис. 1.

Для процесса (1), если мы наблюдаем только одну вторичную частицу, можно написать закон сохранения 4-импульса в следующем виде:

$$(N_I P_I + N_{II} P_{II} - P_1)^2 = (N_I m_0 + N_{II} m_0 + M)^2, \quad (2)$$

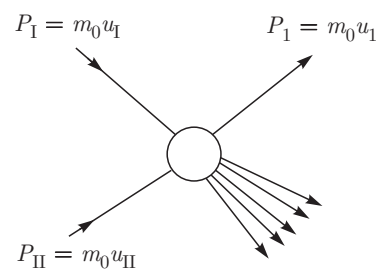


Рис. 1. Взаимодействие двух ядер: P_I — 4-импульс на нуклон ядра I; P_{II} — 4-импульс на нуклон ядра II и P_1 — 4-импульс вторичной частицы 1; u_I , u_{II} , u_1 — 4-скорости ядер I, II и частицы 1; m_0 — масса нуклона, m_1 — масса регистрируемой частицы

где N_I и N_{II} — кумулятивные числа (точнее, доли переданного 4-импульса) для ядер I и II, P_I и P_{II} — 4-импульсы на нуклон ядер I и II, соответственно, P_1 — 4-импульс частицы 1, m_0 — масса нуклона, M — масса частицы, обеспечивающей сохранение барионного числа, странности и других квантовых чисел. Для антиядер $M = m_1$, а для ядер $M = -m_1$, где m_1 — масса регистрируемой частицы. Для описания взаимодействий релятивистских ядер в пространстве 4-скоростей в работе [2] введен параметр самоподобия

$$\Pi = \min \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{(u_I N_I + u_{II} N_{II})^2} \right\}, \quad (3)$$

здесь u_I и u_{II} — 4-скорости ядер I и II.

В этом случае инвариантные сечения выхода инклюзивных частиц разных типов при ядерных взаимодействиях с атомными номерами A_I и A_{II} описываются универсальной зависимостью в широком диапазоне энергий и различных атомных номеров сталкивающихся ядер [3, 4]:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C_1 A_I^{\alpha(N_I)} A_{II}^{\alpha(N_{II})} \exp\left(-\frac{\Pi}{C_2}\right), \quad (4)$$

где $\alpha(N_I) = 1/3 + N_I/3$, $\alpha(N_{II}) = 1/3 + N_{II}/3$, $C_1 = 1.9 \cdot 10^4 \text{ мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot c^3 \cdot \text{ср}^{-1}$ и $C_2 = 0.125 \pm 0.002$.

Поскольку $E d^3\sigma/dp^3 = d^3\sigma/(d\phi dy p_T dp_T)$, интегрируя выражение (4) по азимутальному углу ϕ , получаем (p_T — поперечный импульс регистрируемой частицы)

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{m_T dm_T dy} &= 2\pi C_1 A_I^{\alpha(N_I)} \times \\ &\times A_{II}^{\alpha(N_{II})} \exp\left(-\frac{\Pi}{C_2}\right). \end{aligned} \quad (5)$$

Тогда мы можем написать

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dm_T dy} &= 2\pi m_T C_1 A_I^{\alpha(N_I)} \times \\ &\times A_{II}^{\alpha(N_{II})} \exp\left(-\frac{\Pi}{C_2}\right). \end{aligned} \quad (6)$$

В центральной области быстрой можно найти аналитическое выражение для Π [1, 4]. В этом случае N_I и N_{II} равны друг другу, $N_I = N_{II} = N$,

$$N = \left[1 + \sqrt{1 + \frac{\Phi_M}{\Phi^2}} \right] \Phi, \quad (7)$$

где

$$\Phi = \frac{1}{2m_0} \frac{m_{1T} \text{ch } Y + M}{\text{sh}^2 Y} \quad (8)$$

и

$$\Phi_M = \frac{M^2 - m_1^2}{4m_0^2 \text{sh}^2 Y}. \quad (9)$$

Здесь m_{1T} — поперечная масса регистрируемой частицы, $m_{1T} = \sqrt{m_1^2 + p_T^2}$, Y — быстрота взаимодействующих ядер. Тогда получаем уравнение Балдина – Малахова:

$$\Pi = N \text{ch } Y. \quad (10)$$

3. ОТНОШЕНИЕ ВЫХОДА АНТИЧАСТИЦ К ЧАСТИЦАМ

Для барионов из соотношений (7)–(9) получаем

$$\Pi_b = \frac{(m_{1T} \text{ch } Y - m_1) \text{ch } Y}{m_0 \text{sh}^2 Y}, \quad (11)$$

а для антибарионов —

$$\Pi_a = \frac{(m_{1T} \text{ch } Y + m_1) \text{ch } Y}{m_0 \text{sh}^2 Y}. \quad (12)$$

Для отношения выхода антибарионов к барионам мы получаем следующее выражение:

$$\text{Ratio} \left(\frac{\text{antibaryon}}{\text{baryon}} \right) = \frac{2\pi \int_0^\infty m_{1T} C_1 A_I^{\alpha(N_I)} A_{II}^{\alpha(N_{II})} \exp\left(-\frac{\Pi_a}{C_2}\right) dm_{1T}}{2\pi \int_0^\infty m_{1T} C_1 A_I^{\alpha(N_I)} A_{II}^{\alpha(N_{II})} \exp\left(-\frac{\Pi_b}{C_2}\right) dm_{1T}}. \quad (13)$$

В случае симметричных ядер ($A_I = A_{II} = A$) указанное выше выражение принимает следующий вид:

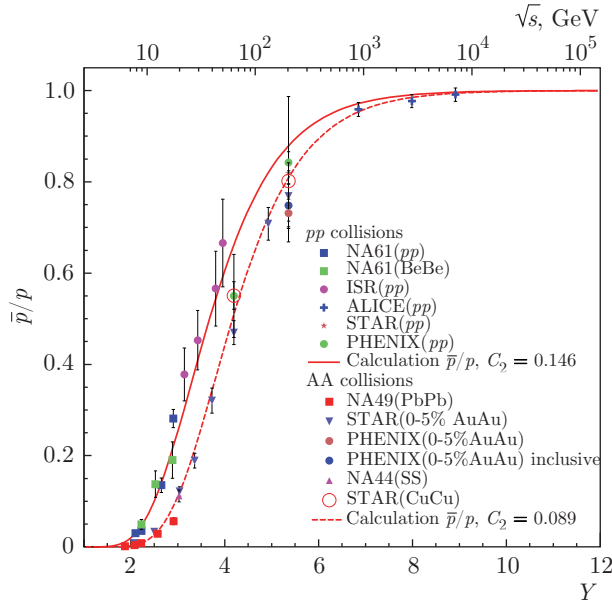


Рис. 2. (В цвете онлайн) Зависимости отношения выходов антипротонов к протонам в центральной области быстрой от быстроты Y и энергии \sqrt{s} сталкивающихся ядер в pp -столкновениях [5–16] и в наиболее центральных АА-столкновениях [11–17]. Расчеты представлены соответственно штриховой и сплошной линиями

$$\begin{aligned} \text{Ratio} \left(\frac{\text{antibaryon}}{\text{baryon}} \right) &= A^{\frac{4}{3}} \frac{m_1}{m_0} \frac{1}{\text{sh}^2 Y} \times \\ &\times \frac{\int_0^\infty m_{1T} C_1 A^{\frac{2}{3}} \frac{m_{1T}}{m_0} \text{ch} Y \exp \left(-\frac{\Pi_a}{C_2} \right) dm_{1T}}{\int_0^\infty m_{1T} C_1 A^{\frac{2}{3}} \frac{m_{1T}}{m_0} \text{ch} Y \exp \left(-\frac{\Pi_b}{C_2} \right) dm_{1T}} = \\ &= A^{\frac{4}{3}} \frac{m_1}{m_0} \frac{1}{\text{sh}^2 Y} \exp \left(-\frac{2}{C_2} \frac{m_1}{m_0} \frac{\text{ch} Y}{\text{sh}^2 Y} \right). \quad (14) \end{aligned}$$

Если $A_I = A$, $A_{II} = B$, то

$$\begin{aligned} \text{Ratio} \left(\frac{\text{antibaryon}}{\text{baryon}} \right) &= \\ &= (AB)^{\frac{2}{3}} \frac{m_1}{m_0} \frac{1}{\text{sh}^2 Y} \exp \left(-\frac{2}{C_2} \frac{m_1}{m_0} \frac{\text{ch} Y}{\text{sh}^2 Y} \right). \quad (15) \end{aligned}$$

Результаты расчетов отношения выходов антипротонов к протонам с использованием выражений (13) и (11), (12) представлены на рис. 2 вместе с экспериментальными данными, включая последние данные, полученные на SPS, RHIC, LHC [5–18].

Зависимости отношения выхода антипротонов к выходу протонов во взаимодействиях pp и легких ядер (BeBe) хорошо описываются в нашем подходе с константой $C_2 = 0.146 \pm 0.003$ (рис. 2, сплош-

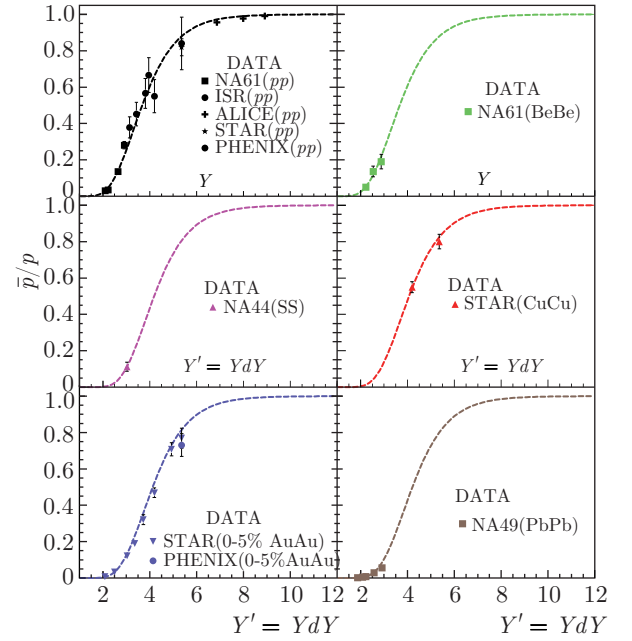


Рис. 3. Зависимости отношения выходов антипротонов к протонам в центральной области быстрой от быстроты взаимодействующих протонов Y для pp - и BeBe-столкновений и от $Y' = Y - dY$ ($dY \approx 0.5$) для SS-, CuCu-, AuAu- и PbPb-столкновений. Расчеты представлены штриховыми линиями

ная красная линия). Полученное значение константы совпадает с константой из работы, описывающей инклюзивные спектры пионов и каонов, образующихся в pp -столкновениях в области центральных быстрой [3]. Для случая ядерных взаимодействий, начинающихся с серы (SS), было получено удовлетворительное описание с $C_2 = 0.088 \pm 0.001$.

Видно, что экспериментальные данные для ядер от SS до PbPb описываются с другой константой по сравнению с константой для протон-протонных и BeBe-взаимодействий. Однако если учесть наличие барионного торможения, то необходимо ввести потерю быстроты Y [19, 20]. После введения потери быстроты на величину $dY \approx 0.5$ все зависимости для этих ядер прекрасно описываются с помощью одной константы $C_2 = 0.146$ (рис. 3).

В принципе dY зависит от Y , поэтому мы построили зависимости для ядер от SS до PbPb для каждого значения Y и получили зависимости, представленные на рис. 4. Затем точки аппроксимировались линейной зависимостью вида $dY = p_0 + p_1 Y$. Получены следующие коэффициенты p_0 и p_1 фитирующей линейной функции:

$$p_0 = 0.11 \pm 0.01, \quad p_1 = 0.18 \pm 0.01 \quad \text{для AuAu}(\bar{d}/d);$$

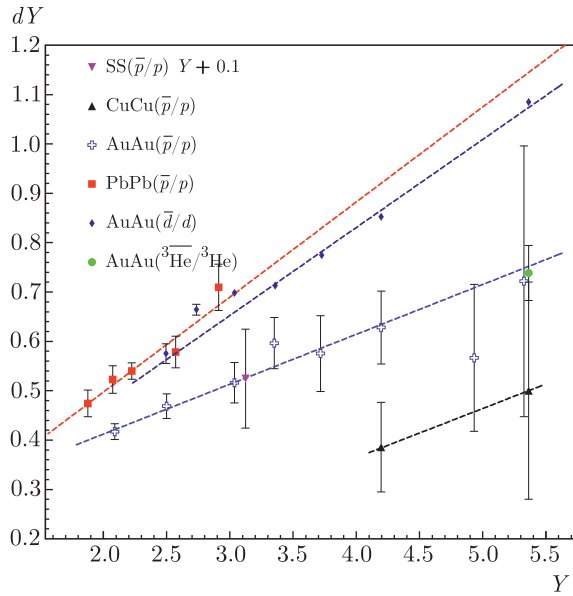


Рис. 4. (В цвете онлайн) Зависимости потери быстроты dY от быстроты Y . Штриховые линии — линейная аппроксимация $dY(Y) = p_0 + p_1 Y$

$$p_0 = 0.21 \pm 0.05, \quad p_1 = 0.10 \pm 0.02 \quad \text{для AuAu}(\bar{p}/p);$$

$$p_0 = 0.11 \pm 0.08, \quad p_1 = 0.19 \pm 0.04 \quad \text{для PbPb}(\bar{p}/p);$$

$$p_0 = 0.03 \pm 0.80, \quad p_1 = 0.09 \pm 0.20 \quad \text{для CuCu}(\bar{p}/p).$$

Рисунок 5 иллюстрирует экспериментальные данные по отношениям выхода антиядер к ядрам при той же константе $C_2 = 0.146$ с учетом зависимостей $dY(Y)$. Видно, что учет введения дополнительной зависимости по быстроте ($dY(Y)$) приводит к улучшению описания экспериментальных данных для тяжелых ядер (AuAu) при малых быстротах.

Расчеты зависимости отношения выходов антинейтронов к нейтронам в центральной области быстрот от быстроты взаимодействующих ядер AuAu [18, 21] с $C_2 = 0.146$ и постоянным сдвигом по быстроте показаны на рис. 6a. Наилучшее описание экспериментальных данных было получено при использовании зависимости по быстроте $dY(Y)$, см. рис. 6b. На этом же рисунке представлен расчет отношения выхода антинейтронов к нейтронам в pp -столкновениях в сравнении с данными ALICE [22].

На рис. 7 показаны расчеты зависимости отношения выходов ${}^3\text{He}$ к ${}^3\text{He}$ в центральной области быстрот от быстроты сталкивающихся ядер в наиболее центральных столкновениях CuCu [23] и AuAu [24].

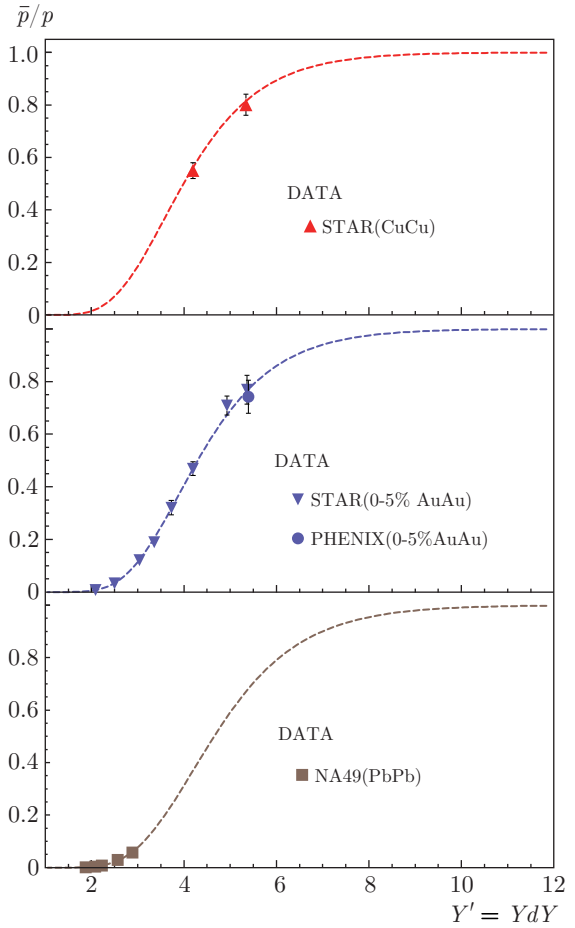


Рис. 5. Описание коэффициентов выхода антипротонов к протонам при одном значении константы $C_2 = 0.146$ с учетом зависимостей $dY(Y)$. Расчеты представлены штриховыми линиями

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Интерес к исследованию выхода легких ядер и антиядер связан с возможностью изучения механизма образования нуклонных кластеров внутри горячей адронной материи, а также внутренней динамики фибрилла, образуемого при столкновении релятивистских ядер.

Расчеты в рамках микроскопических моделей ядро-ядерных столкновений [25] показывают, что вследствие значительного эффекта аннигиляции в плотной барионной материи формы спектров для ядер и антиядер должны различаться, при этом наибольшая разница предсказывается при малых значениях pt вблизи центральных быстрот [26].

В нашем подходе при интегрировании по m_T предполагается отсутствие различия спектров по pt для частиц и античастиц.

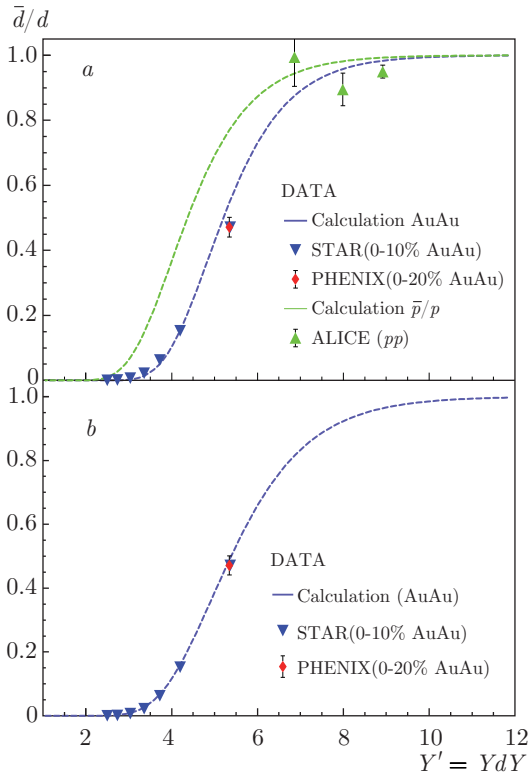


Рис. 6. Расчеты зависимостей отношений выхода антидейтронов к дейтронам в центральной области быстрой от скорости взаимодействующих ядер для pp - и AuAu-столкновений. Расчеты (штриховые синие линии) для столкновений AuAu представлены следующим образом: a — простой сдвиг скорости (сдвиг на константу); b — с использованием зависимости $dY(Y)$ на рис. 4. Расчет (штриховая зеленая линия) \bar{d}/d в pp -столкновениях представлен без учета сдвига по скорости

Отсутствие явной p_T -зависимости для отношения выходов античастиц к выходам частиц может означать незначительное влияние процесса аннигиляции в файерболле на характеристики рожденных античастиц, что является ожидаемым в случае образования легких антиядер в конце процесса эволюции источника частиц (freeze-out).

Легкие ядра в кинематической области, далекой от областей фрагментации мишени и пучка, могут или родиться в столкновениях нуклонов (в комбинации с несколькими антибарионами при сохранении барионного числа), или образовываться в результате реакции слияния нескольких вторичных нуклонов, расположенных близко друг к другу в конфигурационном пространстве и имеющих малый относительный импульс. Прямое рождение ядер возможно, в принципе, при больших энергиях.

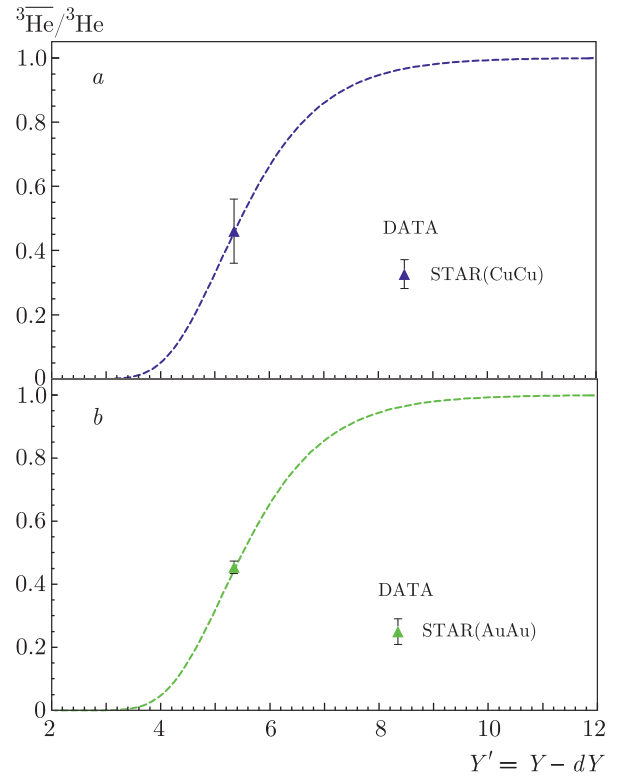


Рис. 7. Зависимости отношения выходов антигелия-3 к гелию-3 в центральной области быстрой для столкновений CuCu (a) и AuAu (b). Использовался простой сдвиг по скорости. Расчеты представлены штриховыми линиями

Принимая во внимание большое сечение взаимодействия адронов с ядрами и, особенно, чрезвычайно малую энергию связи (в среднем несколько мегаэлектронвольт на нуклон) по сравнению с температурой, можно с уверенностью утверждать, что большинство таких кластеров в процессе эволюции файерболла разваливается на составляющие их нуклоны. Более вероятным представляется подход в рамках коалесцентной модели [27–29], в которой выход ядер определяется произведением инвариантных распределений нуклонов и эмпирическим параметром — коэффициентом коалесценции, обратно пропорциональным эффективному объему источника.

Наш подход оригинален тем, что он основан на первых принципах, т. е. на законах сохранения четырехмерного импульса и квантовых чисел, и при этом распределения отношений выходов античастиц к выходам частиц описываются только с помощью одного параметра. Такой подход также указывает на то, что образование легких ядер и антиядер происходит в конце процесса эволюции источника частиц.

Вследствие значительных коллективных эффектов в источнике процесс образования нуклонных кластеров чувствителен не только к плотности нуклонов в фазовом пространстве, но и к пространственно-импульсным корреляциям в полях коллективных скоростей [30]. Конечно, для того чтобы получить детальную информацию о структуре источника частиц (о распределении плотности нуклонов и профиле коллективных скоростей), необходимы подробные измерения распределений по поперечному импульсу и скорости для кластеров различной массы при нескольких энергиях и центральных столкновениях.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы впервые показали успешное применение подхода с использованием параметра самоподобия для расчета отношения выхода антиядер к ядрам в области центральных быстрых в широком диапазоне энергий и взаимодействующих ядер. Стоит отметить, что в нашем подходе параметр обратного наклона T инклюзивных спектров зависит от энергии столкновения [31]. Этот факт является преимуществом данного подхода для описания данных при низких энергиях сталкивающихся ядер $\sqrt{s} < 6$ ГэВ.

Очень плодотворным оказался подход для описания отношений выходов антипротонов к протонам в pp -столкновениях в области энергий от SPS до LHC. Установлено, что в случае ядро-ядерных взаимодействий при расчетах необходимо учитывать потери скорости. Таким образом, наш подход позволил удовлетворительно описать экспериментальные данные по отношению выхода антипротонов к протонам, антидейтронов к дейтронам и антигелия-3 к гелию-3 в центральной области быстрых в широком диапазоне сталкивающихся ядер от SS до PbPb. Следует также подчеркнуть, что этот подход уже успешно применялся для описания инклюзивных спектров пионов и каонов, образующихся в pp -столкновениях [3] и в центральных AA-столкновениях [4], в зависимости от их поперечного импульса p_T в области средних быстрых.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. M. Baldin and A. I. Malakhov, JINR Rapid Comm. No. 1(87)-98, 5 (1998).

2. A. M. Baldin and A. A. Baldin, Phys. Particles and Nuclei **29**, 232 (1988).

3. G. I. Lykasov, A. I. Malakhov, and A. A. Zaitsev, Eur. Phys. J. A **57**, 78 (2021).

4. G. I. Lykasov and A. I. Malakhov, Eur. Phys. J. A **54**, 187 (2018).

5. R. Klingenberg et al., Nucl. Phys. A **610**, 306 (1996).

6. A. Tawfik, Nucl. Phys. A **859**, 63 (2011).

7. <http://hepdata.cedar.ac.uk/view/p7907>.

8. A. Aduszkiewicz et al. (NA61/SHINE Collab.), Eur. Phys. J. C **77**, 671 (2017).

9. A. M. Rossi et al., Nucl. Phys. B **84**, 269 (1975).

10. K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **105**, 072002 (2010).

11. B. I. Abelev et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. C **79**, 034909 (2009).

12. S. S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. C **69**, 034909 (2004).

13. A. Acharya et al. (NA61/SHINE Collab.), Eur. Phys. J. C **81**, 73 (2021).

14. E. Kornasa for the NA49 Collab. Eur. Phys. J. C **49**, 293 (2007).

15. A. Adare et al. (PHENIX Collab.), Phys. Rev. C **83**, 064903 (2011).

16. I. G. Bearden et al. (The NA44 Collab.), Phys. Rev. C **57**, 837 (1998).

17. M. M. Aggarwal et al. (STAR Collab.), Phys. Rev. C **83**, 034910 (2011).

18. J. Adam et al. (STAR Collab.), Phys. Rev. C **99**, 064905 (2019).

19. H. Weber, E. L. Bratkovskaya, and H. Stöcker, Phys. Rev. C **66**, 054903 (2002).

20. Zhou Feng-Chu et al., Chinese Phys. Lett. **27**, 052503 (2010).

21. S. Adler et al. (PHENIX Collab.), Phys. Rev. Lett. **94**, 122302 (2005).

22. S. Acharya et al. (ALICE Collab.), Phys. Rev. C **97**, 024615 (2018).

23. Feng-Xian Liu et al., Phys. Rev. C **99**, 034904 (2019).

- 24. STAR Collaboration, *Science* **328**, 58 (2010).
- 25. M. Bleicher et al., *J. Phys. G* **25**, 1859 (1999).
- 26. F. Wang, *J. Phys. G* **27**, 283 (2001).
- 27. S. T. Butler and C. A. Pearson, *Phys. Rev.* **129**, 836 (1963).
- 28. A. Schwarzschild and C. Zupancic, *Phys. Rev.* **129**, 854 (1963).
- 29. S. Mrowczynski, *Phys. Lett. B* **277**, 43 (1992).
- 30. R. Scheibl and U. Heinz, *Phys. Rev. C* **59**, 1585 (1999).
- 31. D. A. Artemenkov, G. I. Lykasov, and A. I. Malakhov, *Int. J. Mod. Phys. A* **30**, 1550127 (2015).