Письма в ЖЭТФ, том 120, вып. 11, с. 838 – 841 © 2024 г. 10 декабря

К теоретической интерпретации данных о взаимодействиях ядер аргона с ядрами при высоких энергиях

В. В. Ужинский[+*1)], *А. С. Галоян*[+], *Н. А. Чалый*[*]

[+]*Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия*

[*]*Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия*

Поступила в редакцию 3 октября 2024 г.
После переработки 19 октября 2024 г.
Принята к публикации 20 октября 2024 г.

Недавно (2024 г.) коллаборация NA61/SHINE представила экспериментальные данные о рождении $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, протонов и антипротонов в центральных $^{40}\mathrm{Ar} + ^{45}\mathrm{Sc}$ взаимодействиях при $P_{\mathrm{lab}} = 13{-}150\,\mathrm{A}\cdot$ГэВ/с. Коллаборация сравнила данные с предсказаниями популярных теоретических моделей. Оказалось, что модели неудовлетворительно описывают данные во всем диапазоне энергий. В настоящей работе впервые предположено, что нуклоны, участвующие в недифракционных взаимодействиях, теряют способность к дифракционной диссоциации в последующих нуклон- нуклонных соударениях. Эта идея реализована в FTF модели пакета Geant4. Достигнуто хорошее описание данных, в том числе первых данных коллаборации NICA BM@N о рождении π^+ мезонов во взаимодействиях ядер ^{40}Ar с разными ядрами при энергии $3.2\,\mathrm{A}\cdot$ГэВ.

DOI: 10.31857/S0370274X24120025, EDN: UMOJOB

В последние десятилетия в физике высоких энергий активно изучались взаимодействия ядер с ядрами при релятивистских энергиях. В экспериментальных исследованиях основное внимание уделялось соударениям тяжелых ядер. На этом пути было открыто новое состояние вещества – кварк-глюонная плазма (QGP), гашение струй, сильные коллективные потоки и т.д. Однако в последние годы все большее внимание уделяется соударениям легких и средних ядер с целью определения условий образования QGP и уравнения состояния QGP. С этой точки зрения, направление исследований коллаборации NA61/SHINE представляется весьма актуальным.

Недавно коллаборация NA61/SHINE опубликовала [1] новые экспериментальные данные о рождении различных частиц во взаимодействиях $^{40}\mathrm{Ar} + ^{45}\mathrm{Sc}$ при $P_{\mathrm{lab}} = 13$, 19, 30, 40, 75 и $150\,\mathrm{A}\cdot$ГэВ/с. Коллаборация сравнила данные, в частности, распределения по быстротам, с предсказаниями теоретических моделей, использующих метод Монте-Карло – EPOS 1.99 [2], Parton-Hadron-String Dynamics (PHSD 4.1) [3, 4] и Simulating Many Accelerated Strongly-interacting Hadrons (SMASH 2.1.4) [5, 6]. Оказалось, что EPOS в среднем переоценивает данные о распределениях π мезонов по быстротам, а модели SMASH и PHSD недооценивают эти данные (см. рис. 1). Только при импульсах больше $40\,\mathrm{A}\cdot$ГэВ/с предсказания моделей EPOS и SMASH приближаются к экспериментальным значениям (см. рис. 1). На рисунке 1 расчеты по модели PHSD не приведены, поскольку они близки к предсказаниям модели SMASH. Предсказания стандартной модели Geant4 FTF [7] в основном близки к результатам модели SMASH.

Модель EPOS использует приближение Грибова–Редже при моделировании процессов множественного рождения. В ней учитываются только померонные обмены, "жесткие" соударения партонов и расщепления партонных цепочек. Обмены невакуумными реджеонами, которые очень важны при относительно низких энергиях, не учитываются. Это объясняет то, что расчеты по модели приближаются к экспериментальным данным сверху при росте энергии соударений. В протон-протонных взаимодействиях роль померонных обменов уменьшается при уменьшении энергии соударений, а роль невакуумных обменов увеличивается. Также ведут себя соответствующие сечения[2)]. Это первый фактор. Второй фактор связан с тем, что множественность в процессах, индуцированных невукуумными обменами меньше, чем в

[1)]e-mail: uzhinsky@jinr.ru

[2)]В амплитуду упругого рассеяния вакуумные и невакуумные обмены входят с разными знаками. Поэтому о сечениях надо говорить с определенной осторожностью. Особенно это касается неупругих сечений, в которых имеются интерференционные члены.

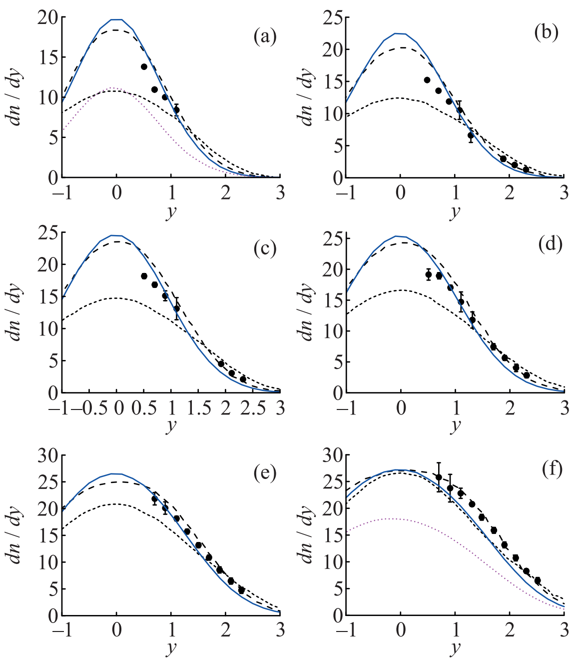

Рис. 1. (Цветной онлайн) Распределения π^+ мезонов по быстротам в соударениях $^{40}\mathrm{Ar} + {}^{45}\mathrm{Sc}$ при центральностях 0–10 % при $P_{\mathrm{lab}} = 13$ (a), 19 (b), 30 (c), 40 (d), 75 (e) и 150 (f) А · ГэВ/с. Точки – экспериментальные данные NA61/SHINE коллаборации без учета систематических ошибок. Сплошные кривые – расчеты по новой модели Geant4 FTF. Штриховые линии – расчеты по модели EPOS, а пунктирные кривые – расчеты по модели SMASH, выполненые коллаборацией. Расчеты по старой версии модели Geant4 FTF (точечные кривые) приведены только для импульсов 13 (a) и 150 (f) А · ГэВ/с

индуцированных померонными обменами. Учет этих факторов может привести к лучшему согласию предсказаний модели с экспериментальными данными.

Модели UrQMD [8, 9], PHSD и SMASH являются расширением классической модели внутриядерного каскада, которые учитывают рождение мезонных и барионных резонансов, время формирования частиц и т.д. Предполагается, что при достаточно высоких энергиях рождение частиц в адрон-адронных соударениях происходит в результате образования двух кварк-глюонных струн в недифракционных процессах, или одной струны и сохранившегося адрона в дифракционных процессах, как в модели FRITIOF [10, 11]. Согласно модели FRITIOF, распределение струн по массам имеет вид $\sim 1/M_{\mathrm{str}}$. Это положение модели критиковалось в литературе: модель FRITIOF рассматривает адрон-адронные взаимодействия как процессы двойной дифракционной диссоциации[3)].

[3)] В модели Geant4 FTF распределение по массам струн имеет вид $a/M_{\mathrm{str}} + b \cdot M_{\mathrm{str}}$.

Для моделирования распадов/фрагментации струн, в результате которых рождаюся адроны, используется LUND-алгоритм [12]. Каждой из рожденных частиц приписывается импульс и время формирования частицы в системе покоя исходной струны в предположении, что рождение струны произошло в одной пространственно-временной точке. При известном четырехимпульсе струны можно найти точку формирования частицы в лабораторной системе. Однако нуклон, который перешел в струну, имел размер порядка 1 фм. Поэтому образовавшаяся струна первоначально имела размер порядка 1 фм. Это можно учесть, уменьшив время формирования каждой частицы в системе покоя струны на величину ~ 1 фм/с. При этом уменьшатся времена формирования частиц в лабораторной системе, что в случае адрон-ядерных и ядро-ядерных соударений может привести к увеличению общей множественности рожденных частиц. Неучетом этого обстоятельства можно, по-видимому, объяснить заниженную множественность π^+-мезонов на рис. 1 моделью SMASH.

Необходимо отметить, что в моделях UrQMD, PHSD и SMASH нарушается основное положение модели FRITIOF. В модели FRITIOF предполагается, что в адрон-ядерных взаимодействиях струны, возникающие в первом внутриядерном соударении, могут сталкиваться с другими ядерными нуклонами и увеличивать свою массу. Время жизни струны не учитывается. Предполагается, что струны распадаются/фрагментируют вне ядер. В ядро-ядерных взаимодействиях при наличии многих струн они могут сталкиваться между собой и увеличивать массы. Возможным слиянием струн можно иммитировать образование QGP (см., например, [13]).

В моделях UrQMD, PHSD и SMASH, основанных на модели FRITIOF, запрещены взаимодействия струн с ядерными нуклонами и с другими струнами. Рождающиеся струны распадаются перед возможными последующими взаимодействиями. В результате, ядро-ядерные соударения сводятся к совокупности адрон-адронных столкновений. В каждом адрон-адронном соударениях присутствуют процессы дифракции с малой множественностью и недифракционные процессы с большой множественностью. Поэтому простейший путь увеличения выхода мезонов – увеличить вероятность недифракционных взаимодействий.

В модели FRITIOF нуклоны/струны могут быть в четырех состояниях: нуклоны в основном состоянии (GS); струны, образованные в процессах дифракционной диссоциации нуклонов ядра-снаряда (PrD), или ядра-мишени (TrD); струны, образованные в недифракционных процессах (Str). Возможные взаимодействия между ними представлены в табл. 1.

Таблица 1. Возможные процессы во взаимодействиях адронов/струн

	GS	PrD	Str
GR	PrD, TrD, ND	PrD, TrD, ND	ND
TrD	PrD, TrD, ND	PrD, TrD, ND	ND
Str	ND	ND	ND

Очевидно, что в соударениях GS–GS возможны все процессы. В соударениях PrD–GS должны быть TrD и ND. Сложнее с процессом PrD. По аналогии с взаимодействиями атомов могут быть переходы дифракционных состояний в другие дифракционные состояния. Однако спектры возбуждений струн с малыми массами плохо изучены. Поэтому в процессе PrD $\to$ PrD мы переопределяем (переразыгрываем) массу исходной системы. В процессе Str–GS трудно предположить, что струна, или нуклон в основном состоянии может перейти в дифракционное состояние. Вероятность дифракции нуклона-мишени маловероятна. Поэтому мы запретили такие переходы.

Мы предполагаем, что соотношения между вероятностями процессов, перечисленных в каждой ячейке табл. 1, такие же, как в свободных NN взаимодействиях. Если какой-либо процесс отсутствует, вероятности оставшихся процессов перенормируются так, чтобы их сумма была равна единице.

Таблица 1 имплементирована в программу Geant4 FTF. Результаты расчетов по этой (новой) версии программы представлены на рис. 1 сплошными линиями. Как видно, наши результаты близки к предсказаниям модели EPOS. Расчеты по старой версии программы приведены только на рис. 1a и рис. 1f для импульсов налетающих ядер 13 и 150 А · ГэВ/с. Как видно, расчеты по старой версии программы значительно недооценивают выходы π^+ и π^- мезонов. Отметим, что в модели Geant4 FTF включены процессы обмена кварками между сталкивающимися партнерами (невакуумные обмены), которые "вымирают" с ростом энергии.

В наших расчетах мы разыгрывали прицельный параметр центральных соударений ядер аргона и скандия по квадратичной мере в интервале 0–2.87 фм.

Наиболее значимой гипотезой предлагаемого подхода является то, что во взаимодействиях струн возможны только недифракционные процессы. Она приводит к тому, что в центральных соударениях ядер большинство нуклонов в конечном состоянии будут представлять собой струны. В результате этого в центральных соударениях ядер будет наблюдаться повышенная множественность рожденных мезонов, по сравнению с предсказаниями обычных моделей. Расчеты, представленные на рис. 1 сплошными линиями, подтверждают это заключение.

Совершенно неожиданным для нас оказалось то, что предлагаемый подход дает хорошие результаты в применении к данным коллаборации NICA BM@N о выходах π^+ мезонов во взаимодействиях ядер аргона с ядрами при энергии 3.2 А · ГэВ (см. рис. 2). Затруднения возникли только с описанием спектров π^+ мезонов в соударений ядер аргона с ядрами углерода (не представлены на рис. 2). Как показано в экспериментальной работе [14], другие модели – PHSD, DCM и UrQMD, также не дают удовлетворительных результатов для этих взаимодействий.

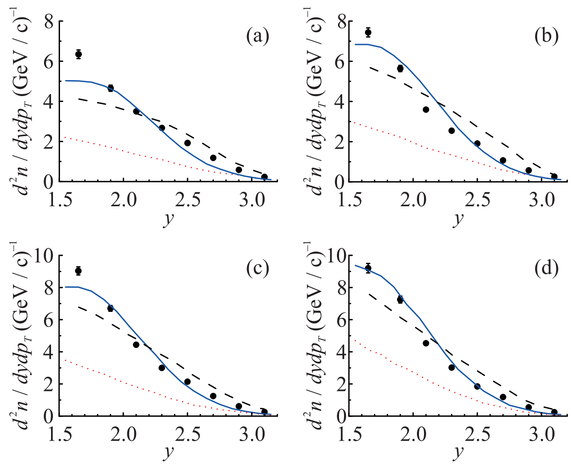

Рис. 2. (Цветной онлайн) Распределения π^+ мезонов по быстротам с $0.1 \le p_T \le 0.2$ ГэВ/с в соударениях ^{40}Ar + Al (a), Cu (b), Sn (c), Pb (d) при $E_{\rm lab}$ = = 3.2 А · ГэВ. Точки – экспериментальные данные BM@N коллаборации [14] без учета систематических ошибок. Сплошные кривые – расчеты по новой модели Geant4 FTF. Штриховые линии – расчеты по модели DCM [15], выполненые коллаборацией. Пунктирные кривые – расчеты по старой модели Geant4 FTF

Безусловно, в предлагаемом подходе остаются нерешенные проблемы. А именно, заниженный выход K^+ и K^- мезонов в Ar + Sc соударениях. Пожалуй, это наиболее трудный вопрос для всех теоретических моделей. Другой вопрос в нашем подходе – неудовлетворительное описание распределений частиц по p_T во взаимодействиях ядер аргона с ядрами при низких энергиях.

Заключение. Предположение о разных взаимодействиях нуклонов, принявших участие в дифракционных и недифракционных соударениях с ядерными нуклонами и между собой, позволяет удовлетворительно воспроизвести распределения π^+ мезонов по быстротам во взаимодействиях ядер аргона с различными ядрами, измеренных коллаборациими NA61/SHINE и NICA BM@N. Вопрос об учете дифракции оставался открытым в пакете Geant4 более 15 лет. Теперь он нашел свое решение.

Авторы благодарны сотрудникам ОИЯИ В. В. Воронюку, А. Б. Ларионову и В. А. Плотникову за плодотворные обсуждения. Авторы также благодарны сотрудникам вычислительного комплекса HybriLIT ОИЯИ за содействие в проведении расчетов.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна, Россия), а также при частичной поддержке гранта Правительства Российской Федерации (Соглашение # 075-15-2024-667 от 23.08.2024 г.).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. H. Adhikary, P. Adrich, K. K. Allison et al. (NA61/SHINE collaboration), Eur. Phys. J. C **84**, 416 (2024).
2. K. Werner, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **175–176**, 81 (2008).
3. W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, Phys. Rev. C **78**, 034919 (2008).
4. W. Cassing and E. Bratkovskaya, Nucl. Phys. A **831**, 215 (2009).
5. J. Mohs, S. Ryu, and H. Elfner, J. Phys. G **47**, 065101 (2020).
6. J. Weil, V. Steinberg, J. Staudenmaier et al. (SMASH collaboration), Phys. Rev. C **94**, 054905 (2016).
7. J. Allison, J. Apostolakis, S. B. Lee et al. (Geant4 collaboration), Nucl. Instrum. Meth. A **835**, 186 (2016).
8. S. A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 255 (1998).
9. M. Bleicher, E. Zabrodin, C. Spieles et al., J. Phys. G**25**, 1859 (1999).
10. B. Andersson, G. Gustafson, and B. Nilsson-Almqvist, Nucl. Phys. B **281**, 289 (1987).
11. B. Nilsson-Almqvist and E. Stenlund, Comput. Phys. Commun. **43**, 387 (1987).
12. B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand, Phys. Rep. **97**, 31 (1983).
13. V. Kovalenko, G. Feofilov, A. Puchkov et al., Universe **8**, 246 (2022).
14. S. Afanasiev, G. Agakishiev, E. Aleksandrov et al. (BM@N Collaboration), JHEP **07**, 174 (2023).
15. M. Baznat, A. Botvina, G. Musulmanbekov et al., Phys. Part. Nucl. Lett. **17**, 303 (2020).