

PACS 25.75-q 25.75-Dw

РОЖДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРИ ЭНЕРГИЯХ $\sqrt{S_{NN}} = 17,3$ ГэВ. СРАВНЕНИЕ С МОДЕЛЯМИ

В.А. Кизка¹, А.Ю. Корчин^{1,2}, В.С. Трубников¹

¹Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
 61108, Харьков, ул. Академическая 1, Украина

²Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
 61022, Харьков, пл. Свободы 4, Украина
 e-mail: Victor.Trubnikov@cern.ch

Received September 2, 2013

Представлена зависимость фактора ядерной модификации от поперечного импульса заряженных пионов, рождённых в периферических столкновениях ионов свинца при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 17,3$ ГэВ. Фактор ядерной модификации определён как для положительно и отрицательно заряженных пионов, так и для средней продукции заряженных пионов. Экспериментальные результаты сравниваются с моделями UrQMD2.3, EPOS1.67 и HIJING1.7. Сравнительный анализ, позволяет сделать вывод, что модель EPOS1.67 описывает рождение заряженных пионов наиболее адекватно для данного рода столкновений.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: образование заряженных пионов, фактор ядерной модификации, столкновения ионов при высоких энергиях

CHARGED PION PRODUCTION IN HEAVY ION COLLISIONS AT $\sqrt{S_{NN}} = 17,3$ GeV. COMPARISON WITH MODELS

V.A. Kizka¹, A.Yu. Korchin^{1,2}, V.S. Trubnikov¹

¹National Science Center «Kharkov Institute of Physics and Technology»
 1, Akademicheskaya St., Kharkov, 61108, Ukraine

²V.N. Karazin Kharkiv National University
 Svobody Sq. 4, 61022, Kharkiv, Ukraine

We present nuclear modification factor as a function of transverse momentum for charged pions, produced in peripheral collisions of lead ions at $\sqrt{S_{NN}} = 17,3$ GeV. Results are presented for positive pions, negative pions and average pion production. Experimental results are compared to models UrQMD2.3, EPOS1.67 and HIJING1.7. Comparative study allow us to conclude that simulation of charged pion production within EPOS1.67 has better agreement with experimental data for this type of collision.

KEY WORDS: charged pion production, nuclear modification factor, high energy heavy ion collisions

НАРОДЖЕННЯ ЗАРЯДЖЕНИХ ПІОНІВ В ЗІТКНЕННЯХ ВАЖКИХ ІОНІВ ПРИ ЕНЕРГІЇ $\sqrt{S_{NN}} = 17,3$ ГеВ.

ПОРІВНЯННЯ З МОДЕЛЯМИ

V.A. Kizka¹, O.Yu. Korchin^{1,2}, V.S. Trubnikov¹

¹Національний науковий центр „Харківський фізико-технічний інститут”
 61108, Харків, вул. Академічна 1, Україна

²Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
 майдан Свободи 4, 61022, Харків, Україна

Наводяться експериментальні данні що до залежності фактора ядерної модифікації від поперечного імпульсу для заряджених піонів, утворених в зіткненнях важких іонів Pb²⁰⁸ при енергії $\sqrt{S_{NN}} = 17,3$ ГеВ. Дані порівнюються з сучасними теоретичними моделями (UrQMD2.3, EPOS1.67, HIJING1.7), що описують динаміку процесів зіткнення важких іонів. Показано, що модель EPOS1.67 дає кращу згоду з експериментом, ніж моделі UrQMD2.3 і HIJING1.7.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: утворення заряджених піонів, фактор ядерної модифікації, зіткнення іонів при високих енергіях

Экспериментальное и теоретическое изучение образования частиц в столкновениях ионов при высоких энергиях, осуществляемое в том числе в рамках поиска предполагаемого фазового перехода между ординарной ядерной материей и кварк-глюонной плазмой (КГП), является одним из основных направлений современной физики высоких энергий. Поиски флуктуаций различных наблюдаемых величин проводятся на предмет выявления возможных сигналов предполагаемой смешанной или партонной фазы, а так же критической точки фазового перехода. Экспериментальные установки, сложнейшие детекторы больших международных коллабораций, в настоящее время изучают рождение частиц в столкновениях ионов во всём спектре доступных энергий — начиная от $\sqrt{S_{NN}} \approx 7$ ГэВ на ускорителе RHIC (Брукхейвен, США) в рамках программы сканирования низких энергий и заканчивая гигантскими 7 ТэВ на Большом Адронном Коллайдере (ЦЕРН, Швейцария). Параллельно с проводимыми экспериментами, развивается феноменологические и теоретические

модели описания ядерной среды в сверхсжатом и сверхнагретом состоянии. Несмотря на последние достижения, на данный момент нет одной универсальной теоретической модели, которая бы одинаково хорошо описывала все наблюдаемые эффекты, регистрируемые в ультрарелятивистских столкновениях ионов. В такой ситуации, сравнение различных моделей с экспериментальными данными, с целью определения наиболее точных из них, является одной из приоритетных задач.

Целями данной статьи являются нахождение значений фактора ядерной модификации для заряженных пионов, как функции поперечного импульса, а также детальное сравнение этих экспериментальных результатов с теоретическими моделями.

Столкновения ионов высоких энергий приводят к множественному рождению частиц. Подавляющее число рожденных адронов являются нейтральными и заряженными пионами. Исходя из этого, изучение рождения пионов дает нам информацию как об общих характеристиках столкновений, так и служит необходимым компонентом в изучении разнообразных эффектов (как например, эффект усиления рождения странных частиц).

Одной из наиболее удобных величин для изучения множественного рождения частиц является так называемый фактор ядерной модификации (ФЯМ). Эта величина соотносит рождение определённого типа частиц в столкновениях ионов с рождением таких же частиц в элементарных столкновениях (p+p) при той же энергии. Это позволяет выявить и изучить отклонения от идеализированной ситуации, в которой столкновения ионов можно представить как суперпозицию элементарных p+p и p+n взаимодействий. Фактор ядерной модификации зависит от центральности столкновения и определяется как

$$R_{AA} = \frac{1}{N_{BinCol}} \frac{d\sigma_{Pb+Pb \rightarrow \pi^{\pm}+X} / dp_T d\eta}{d\sigma_{p+p \rightarrow \pi^{\pm}+X} / dp_T d\eta} \cdot$$

Здесь p_T — поперечный импульс, а η — псевдорэпидити, нормировка, а именно число бинарных взаимодействий N_{BinCol} , не измеряется экспериментально и является, вообще говоря, модельно-зависимой величиной. Эта величина определяется при помощи модели Глаубера [1] с учетом сорта сталкивающихся ионов, энергии и центральности соударения.

В данной статье мы определяем ФЯМ для заряженных пионов, рожденных в периферических столкновениях ионов свинца при энергии взаимодействия $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ. Набор анализируемых данных осуществлялся на ускорителе SPS в рамках эксперимента NA49 [2]. Исследуемые события были отобраны по критерию множественности заряженных частиц $150 < M < 300$ (что соответствует центральности столкновений 43-58%) из общего числа свинец-свинцовых столкновений, набранных при рассматриваемой энергии с триггером “minimum bias”. Исходя из выбранной множественности, нами в рамках модели Глаубера вычислены основные характеристики анализируемых столкновений.

Таблица

Основные параметры проанализированных столкновений [3]

Множественность, M	Прицельный параметр, b	Количество нуклонов участников столкновения, N_p	Количество бинарных взаимодействий N_{BinCol}
$150 < M < 300$	$\langle b \rangle \approx 10,4$ Фм	$\langle N_p \rangle \approx 68$	$\langle N_{BinCol} \rangle \approx 74,4$

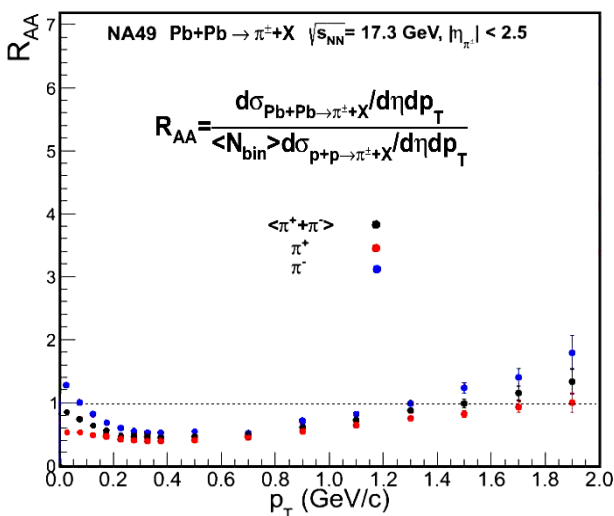


Рис. 1. Фактор ядерной модификации как функция поперечного импульса

Для вычисления ФЯМ необходима информация о рождении заряженных пионов в столкновениях p+p при той же энергии. Для этой цели нами были использованы результаты из [4]. Эти подробные и точные данные были получены на том же детекторе, в рамках того же эксперимента, что позволяет проводить непосредственное сравнение (без опасений появления систематических ошибок, связанных с техническими различиями детекторов и т.д.)

На рис. 1 представлены результаты вычисления фактора ядерной модификации для положительных и отрицательных пионов, а также для их полусуммы, как функции поперечного импульса.

Высокая способность детектора регистрировать заряженные частицы позволяет получить результаты, начиная с очень малых поперечных импульсов $p_T \approx 0,025$ ГэВ/с и до

$p_T \approx 1,9$ ГэВ/с. Как видно из графика, ФЯМ для заряженных пионов имеет минимум при $p_T \approx 0,4$ ГэВ/с и возрастает как с увеличением поперечного импульса, так и с его уменьшением, оставаясь меньше единицы (для отрицательных пионов в промежутке $0,08$ ГэВ/с $< p_T < 1,3$ ГэВ/с, а для положительных пионов практически во всём промежутке рассматриваемых p_T).

Рост ФЯМ с увеличением поперечного импульса является проявлением известного эффекта Кронина [5]. Этот эффект заключается в увеличении количества рожденных частиц на один нуклон сталкивающихся адронов за счет множественных партонных перераспределений, посредством которых продольные составляющие импульса трансформируются в поперечные. Ярче всего он проявляется в промежутке поперечных импульсов 1 ГэВ/с $\leq p_T \leq 6$ ГэВ/с и детально изучается в настоящее время на ускорителях RHIC и LHC [6]. Увеличение ФЯМ при малых поперечных импульсах предположительно объясняется вкладом от последовательных распадов нуклонных резонансов с образованием заряженных пионов малых импульсов в конечном состоянии.

СРАВНЕНИЕ ФАКТОРА ЯДЕРНОЙ МОДИФИКАЦИИ С МОДЕЛЯМИ EPOS, HIJING и UrQMD

Полученные значения ФЯМ мы сравниваем с тремя моделями, наиболее часто используемыми для моделирования столкновений ионов высоких энергий

Модель UrQMD [7] применяется для моделирования столкновений ионов при энергии взаимодействия от $\sqrt{s_{NN}} = 100$ МэВ и выше. Рассматриваемая нами версия - модель UrQMD2.3 является сложной комбинацией релятивистского уравнения Больцмана-Уэлинга-Уленбека (с цветными струнами) для описания так называемых "мягких КХД взаимодействий" и модели RYTHIA 6.4 (с функциями распределения партонов STEQ5L) для описания жестких КХД взаимодействий. Эта модель не предусматривает качественного изменения ядерной среды в сверхжидком и сверхнагретом состоянии.

Модель HIJING1.7 [8] применима начиная с энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ и выше. Основной её принципиальной особенностью является описание образования и фрагментации партонных струй и мини-струй. Для описания "мягких" процессов эта модель использует комбинацию теории Редже и дуальной партонной модели [9]. Для описания жестких процессов в КХД, как и в предыдущем случае, используется RYTHIA 6.4. Модель HIJING предусматривает эффект подавления партонных струй в сверхплотной ядерной среде. Отметим, что параметр потери энергии для глюонов струи в этой модели выбирается $\varepsilon = 2$ ГэВ/ферми, а для кварков - $\varepsilon = 1$ ГэВ/ферми.

Модель EPOS1.67 [10] применима для моделирования столкновений от энергии $\sqrt{s_{NN}} = 10$ ГэВ и выше. Мягкие процессы в модели EPOS 1.67 описываются при помощи теории Грибова-Редже [11]. Для описания жестких КХД процессов используется модели RYTHIA 6.4 (с функциями распределения партонов STEQ6). Эта модель предполагает, что при столкновении ионов образуется сверхплотная внутренняя область, находящаяся в состоянии деконфайнмента и заполненная цветными струнами, кварками, дикварками и т. д. Внутренняя область окружена периферической оболочкой из адронов – так называемой короной.

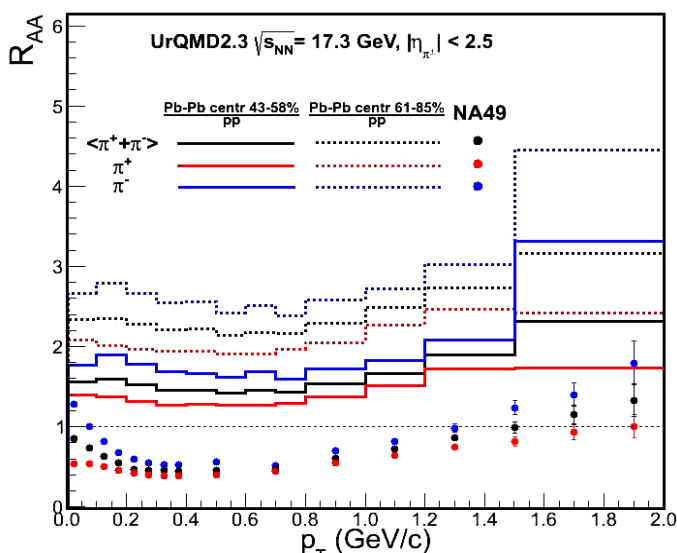


Рис. 2. Сравнение ФЯМ для заряженных пионов, рассчитанного в рамках модели UrQMD 2.3 с экспериментальными значениями

видно, эта модель довольно хорошо описывает поведение ФЯМ для поперечных импульсов от $p_T \approx 0,07$ ГэВ/с до $p_T \approx 1,2$ ГэВ/с. Затем, однако, демонстрирует намного более резкий рост с увеличением p_T , в сравнении с экспериментальными значениями. Исходя из этого, можем утверждать, что модель HIJING 1.7 может быть успешно применима для описания образования заряженных пионов в мягких процессах то есть с поперечными

На рис. 2-4 представлены результаты полученные в рамках моделей UrQMD 2.3, HIJING 1.7 и EPOS 1.67 в сравнении с экспериментальными значениями ФЯМ.

Для каждой из трёх моделей мы проводим сравнение для двух центральных (43-58% и 61-85%) с целью проверки внутренней согласованности модели и изучения влияния центральности на результаты моделирования.

Как видно из рис. 2, согласия модели UrQMD 2.3 с экспериментальными результатами нет ни при каких значениях поперечного импульса (а также ни для одной из центральных). Вместо этого можно наблюдать систематическое завышение теоретической величины ФЯМ. И хоть характер модельной кривой схож с экспериментальной, наблюдается явная переоценка рождения заряженных пионов в столкновениях тяжелых ионов. На рис. 3 представлены результаты полученные в рамках модели HIJING 1.7. Как

импульсами до $p_T \leq 1,2$ ГэВ/с. Модель не акцентирует внимание на состоянии среды – то есть в данном интервале поперечных импульсов $p_T = 0,07$ ГэВ/с – $1,2$ ГэВ/с модель указывает на доминирующий процесс взаимодействий нуклонов, в которых рождается партонная струя, и партоны струи могут взаимодействовать как с адронами так и с партонами других струй - вопрос о фазе среды остается в данной модели открытым.

Представленное на рис. 4 сравнение экспериментальных результатов и результатов моделирования в рамках модели EPOS 1.67 выявляет наилучшее согласие из трёх рассмотренных нами моделей. За исключением области малых p_T ($p_T < 0,175$ ГэВ/с), теоретические и экспериментальные кривые находятся в пределах 15-20% расхождения во всей области p_T , демонстрируя сходное поведение. Хотелось бы так же отметить, что наибольшего согласия удалось достичь для варианта, при котором в модели EPOS 1.67 предусматривается фазовый переход ядерной материи и образование кварк-глюонной плазмы (КГП). И, несмотря на то, что в рассматриваемых периферических столкновениях образования КГП не происходит, это может послужить косвенным аргументом в поддержку правильности теоретических идей, заложенных в эту модель. Проверкой этого будет изучение центральных столкновений и сравнение с теоретическими моделями.

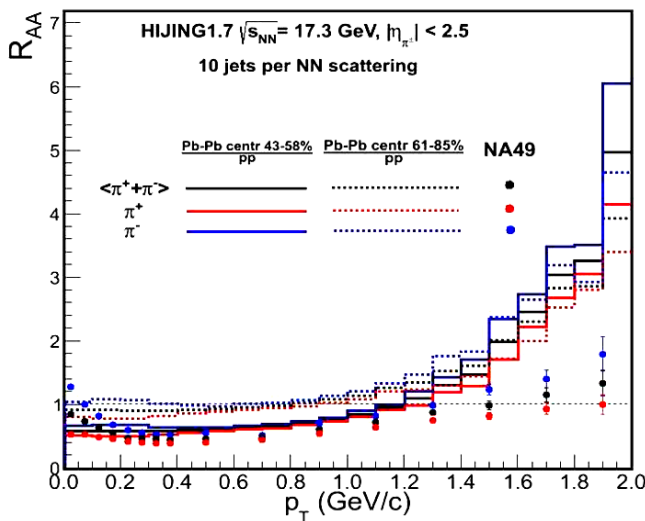


Рис. 3. Сравнение ФЯМ для заряженных пионов, рассчитанного в рамках модели HIJING 1.7 с экспериментальными значениями

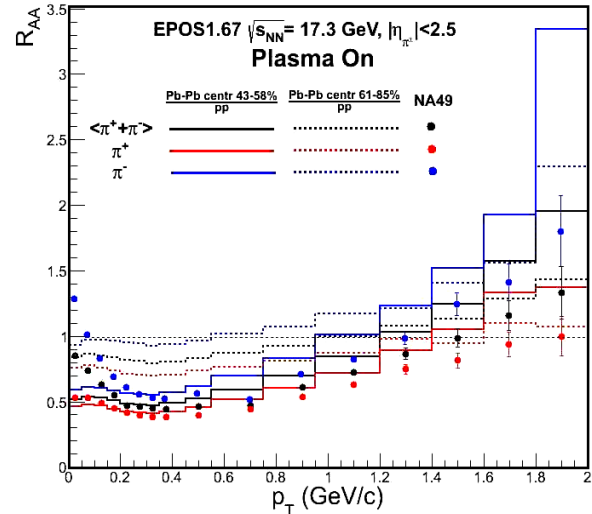


Рис. 4. Сравнение ФЯМ для заряженных пионов, рассчитанного в рамках модели EPOS 1.67 с экспериментальными значениями

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами представлен фактор ядерной модификации R_{AA} , как функция поперечного импульса для заряженных пионов образованных в периферических столкновениях ионов свинца при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ ГэВ. Проведено сравнение экспериментальных значений ФЯМ со значениями полученными с помощью генераторов событий Монте-Карло UrQMD 2.3, HIJING 1.7 и EPOS 1.67. Из вышеперечисленных моделей, модель EPOS 1.67 имеет наибольшее согласие с рассмотренными экспериментальными данными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Michael L., Miller K., Reyers S.J., Sanders P., Steinberg Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions // Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. – 2007. – Vol.57. – P.205; nucl-ex/0701025.
2. Afanasiev S. et al. The NA49 Large Acceptance Hadron Detector // Nucl.Instrum.Meth. – 1999. – Vol.A430. – P.210-244.
3. Trubnikov V.C. Rozhdenie zaryazhennykh pionov v stolkoveniyakh tyazhelykh ionov pri energii uskoritelya SPS // The Journal of Kharkiv National University, physical series “Nuclei, Particles, Fields”. – 2012. - №1025. – Iss.4(56). - S.107-110.
4. Alt C. et. al. (the NA49 Collaboration) Inclusive production of charged pions in p+p collisions at 158 GeV/c beam momentum // Eur. Phys. J. – 2006. – Vol.C45. – P.343-381; arXiv:hep-ex/0510009v1.
5. Cronin J.W. et al. Production of hadrons at large transverse momentum at 200, 300, and 400 GeV // Phys. Rev. – 1975. – Vol.D11. – P.3105.
6. Barnafoldi G.G., Papp G, Levai P., Fai G. Cronin Effect at Different Rapidities at RHIC // arXiv:nucl-th/0404012v3.
7. Bass S.A. et al., Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions // arXiv:nucl-th/9803035v2 2008.
8. Xin-Nian Wang, Gyulassy M. HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in pp, pA, and AA collisions // Phys.Rev. – 1991. – Vol.D 44. – P.3501.
9. Capella A., Sukhatme U., Tran Thanh Van J. Soft multihadron production from partonic structure and fragmentation function // Z. Physik C Particles and Fields. – 1980. – Vol. 3. – P.329; Ranft J. Hadron production in hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions in the dual Monte-Carlo multichain fragmentation model // Phys. Rev. – 1988. – Vol.D37. – P.1842.
10. Porteboeuf S., Pierog T., Werner K. Producing Hard Processes Regarding the Complete Event: The EPOS Event Generator // arXiv:1006.2967v1 [hep-ph] 2010.
11. Ostapchenko S., Pierog T., Werner K., Drescher H.D., Haldik M. Parton-based gribov-regge theory // Phys. Rep. - 2001.- Vol. 350. – P.93-289; arXiv:hep-ph/0007198.