

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-419

P2-96-419

Б.Ганхуяг, В.В.Ужинский

МОДИФИЦИРОВАННАЯ ПРОГРАММА FRITIOF:
РОЖДЕНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНО ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

1996

1 Введение

Решение проблемы создания электроядерных установок и трансмутации радиоактивных отходов предполагает моделирование взаимодействий частиц и ядер с ядрами. Здесь довольно успешно используется каскадно-испарительная модель [1] – [6]. В частности, программа моделирования адрон-ядерных взаимодействий [7] признана одной из лучших в физике промежуточных энергий [8]. В то же время, в работах [9] — [12] отмечался ряд недостатков описания соударений ядер с ядрами при высоких энергиях в рамках этой модели. Цель настоящей работы — представить расчеты различных характеристик частиц, рождающихся во взаимодействиях ядер с ядрами, в сравнении с известными экспериментальными данными, что позволяет судить о точности каскадно-испарительной модели (КИМ).

Другая цель работы — апробация недавно предложенной [13] модифицированной программы FRITIOF [14]. Программа FRITIOF широко известна в физике высоких энергий. Считается, что ее нельзя использовать при умеренных энергиях ($\sim 3 - 10$ ГэВ/нуклон), поскольку становится неприменимой идеология образования и распада кварковых струн. Однако аккуратный учет кинематических ограничений и релятивистски-инвариантный учет "ферми-движения" нуклонов позволяют [13] снизить формальный предел использования программы и удовлетворительно описать, как будет показано ниже, основные характеристики ядро-ядерных взаимодействий при энергиях ~ 3.5 ГэВ/нуклон.

С теоретической точки зрения КИМ и модель FRITIOF представляют два крайних варианта теории. КИМ [15], используемая нами, не учитывает рождения мезонных и барионных резонансов: в явном виде. То есть она предполагает быстрый распад резонансов в ядрах и малое время формирования вторичных частиц.

Модель FRITIOF [14] предполагает, что в ходе быстрой стадии взаимодействий нуклоны сталкивающихся ядер перерассеиваются друг на друге и переходят в возбужденные состояния. Возбужденные нуклоны трактуются как КХД-струны, распад которых моделируется с помощью программы [16]. Взаимодействия рожденных адронов друг с другом и с нуклонами ядер не учитывается. Другими словами, модель предполагает долгое время жизни резонансов в ядре и большое время формирования вторичных частиц.

Промежуточный теоретический вариант представляет модель кварк-глюонных струн (МКГС) [17, 18]. Модель учитывает рождение барионных и мезонных резонансов, их распады и время формирования вторич-

ных частиц. Какие-либо изменения свойств резонансов в ядерной среде не предполагаются. Расчеты, представленные ниже, взяты из работы [19].

Используемые ниже экспериментальные данные были получены двумя независимыми группами на ускорителе ЛВЭ ОИЯИ и опубликованы в [20, 12, 19]. Первая группа данных [20, 12], о взаимодействиях α -частиц и ядер углерода с ядрами при импульсе 4.5 А ГэВ/с получена с помощью стримерной камеры. Вторая — данные, полученные на двухметровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ, о взаимодействиях различных ядер с ядрами углерода и тантала при импульсе 4.2 А ГэВ/с [19]. Эти две группы данных взаимно дополняют друг друга и дают широкую базу для анализа теоретических моделей.

Ранее в работе [12] отмечалось, что каскадно-испарительная модель дает неудовлетворительное описание распределений по множественности π^- -мезонов в С + С-взаимодействиях. Ряд недостатков теоретического описания был обнаружен и в [9, 10, 11]. В работах [19, 21] было проведено широкое сравнение экспериментальных данных с расчетами по МКГС. Там было обнаружено, что модель удовлетворительно воспроизводит импульсные и угловые характеристики рожденных частиц. Модель "дает" правильную среднюю множественность π^- -мезонов во взаимодействиях ядер p, d, He с ядрами углерода. Для С + С и С + Та — взаимодействий расчетные величины множественностей превышают соответствующие экспериментальные значения.

В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением характеристик только отрицательно заряженных частиц, поскольку полагаем, что они в незначительной мере искажены условиями регистрации в разных экспериментальных установках.

2 Распределения по множественности отрицательно заряженных частиц

Начнем рассмотрение с наиболее общей характеристики ядроядерных взаимодействий — с распределений по множественности отрицательно заряженных частиц (σ_n/σ_{prod} . σ_n — сечение рождения n π^- -мезонов, $\sigma_{prod} = \sum_n \sigma_n$). На рис. 1 представлены экспериментальные данные [12, 20] (темные точки) вместе с расчетами по каскадно-испарительной модели (гистограммы) и по модели FRITIOF (светлые точки).

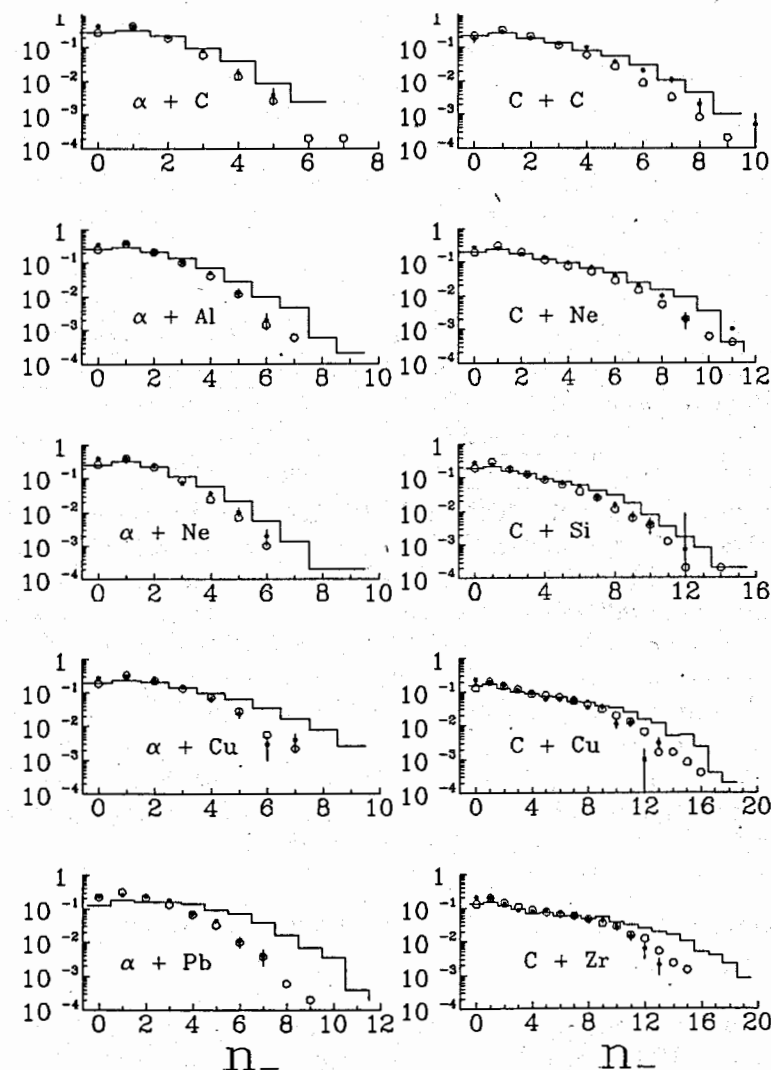


Рис. 1: Распределения по множественности отрицательно заряженных частиц в ядроядерных взаимодействиях при 4.5 А ГэВ/с.

Экспериментальные данные были нормированы [12, 20] на сечение рождения новых частиц (σ_{prod}), поскольку в моделях не учитываются квазиупругие реакции, сопровождаемые развалом одного или обоих сталкивающихся ядер без рождения мезонов. Как видно из рисунка, имеет место систематическое отличие расчетов по КИМ от экспериментальных данных — модель завышает множественность рожденных частиц. В то же время, модель FRITIOF на удивление хорошо воспроизводит экспериментальные распределения.

В таблице 1 приведены расчетные и экспериментальные [19] значения средней множественности π^- -мезонов во взаимодействиях ядер с ядрами тантала при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон.

Таблица 1

	$d + Ta$	$He + Ta$	$C + Ta$	ссылки
Экспер.	0.86 +/- 0.03	1.42 +/- 0.06	3.40 +/- 0.04	[19]
FRITIOF	0.85	1.52	3.64	
КИМ	0.78	2.66	5.58	
МКГС			5.18 +/- 0.04	[19]

Как видно из таблицы, КИМ и МКГС неудовлетворительно описывают рождение отрицательно заряженных частиц на тяжелых ядрах тантала при рассматриваемой энергии взаимодействий. Поэтому при использовании этих моделей для расчета характеристик электроядерных установок следует соблюдать определенную осторожность.

Модифицированная модель FRITIOF хорошо воспроизводит распределение по множественности рожденных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях как при рассматриваемых, так и при более высоких энергиях (расчеты не приведены). Для адрон-ядерных взаимодействий, для взаимодействий протонов с ядрами фотоэмульсии, модель дает результаты не хуже, чем КИМ (расчеты также не приведены).

3 Импульсные характеристики рожденных частиц

Превышение средних множественностей рожденных частиц, рассчитанных по КИМ, соответствующих экспериментальных значений обусловлено как неучетом рождения резонансов, так и каскадированием вторичных частиц. Очевидно, что в ходе каскадных перерасеяний энергетический спектр рожденных частиц должен "смягчаться". Поэтому можно ожидать больших расхождений между расчетными и экспериментальными распределениями частиц как по поперечному импульсу

(P_T), так и по полному импульсу (P) в областях малых значений импульсов.

В модели FRITIOF, в которой не учитываются каскадные перерасеяния рожденных π^- -мезонов, можно ожидать противоположную ситуацию.

Расчеты по МКГС, по-видимому, должны быть близки к расчетам по КИМ, поскольку в ней учитываются каскадные взаимодействия.

Расчеты, представленные на Рис. 2, 3, подтверждают эти ожидания.

На Рис. 2 приведены экспериментальные [20] (гистограммы) и расчетные распределения по поперечному импульсу π^- -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях. Расчеты по КИМ представлены ломаными линиями, расчеты по модели FRITIOF — светлыми точками. Бросается в глаза довольно хорошее согласие расчетов по модели FRITIOF с экспериментальными данными. Наиболее существенные расхождения наблюдаются для $\alpha + Pb$ -взаимодействий при $P_T \leq 0.2$ ГэВ/с. Для всех взаимодействий в областях $P_T > 0.2$ ГэВ/с расчетные величины несколько превышают экспериментальные значения.

КИМ, как видно из рисунков, предсказывает значительную множественность частиц с $P_T \leq 0.2$ ГэВ/с, особенно в $\alpha + Pb$ -взаимодействиях. Этот факт заслуживает особого внимания, поскольку малоэнергичные частицы имеют большие сечения взаимодействий с ядрами. Завышение их множественности в КИМ может привести к значительной переоценке мощности каскада в веществе и, соответственно, к завышению множественности "прямых" нейтронов.

На Рис. 3 приведены экспериментальные и расчетные распределения по полному и поперечному импульсу π^- -мезонов в $C + Ta$ -взаимодействиях. Темными точками представлены экспериментальные данные [19], расчеты по модели FRITIOF — светлыми точками, расчеты по КИМ — ломаными линиями, расчеты по МКГС [19] — гистограммами. Как видно из рисунков, модель FRITIOF завышает множественность энергичных мезонов с импульсом больше 0.2 ГэВ/с и занижает множественность "мягких" частиц. Можно полагать, что учет взаимодействий энергичных мезонов с нуклонами ядра будет способствовать улучшению описания экспериментальных данных.

Значительная доля мягких мезонов, предсказываемая КИМ, несомненно, связана с каскадными перерасеяниями. Учет образования, например, Δ -изобар приведет к уменьшению эффективного числа πN -взаимодействий и, как следствие, к уменьшению множественности рожденных частиц.

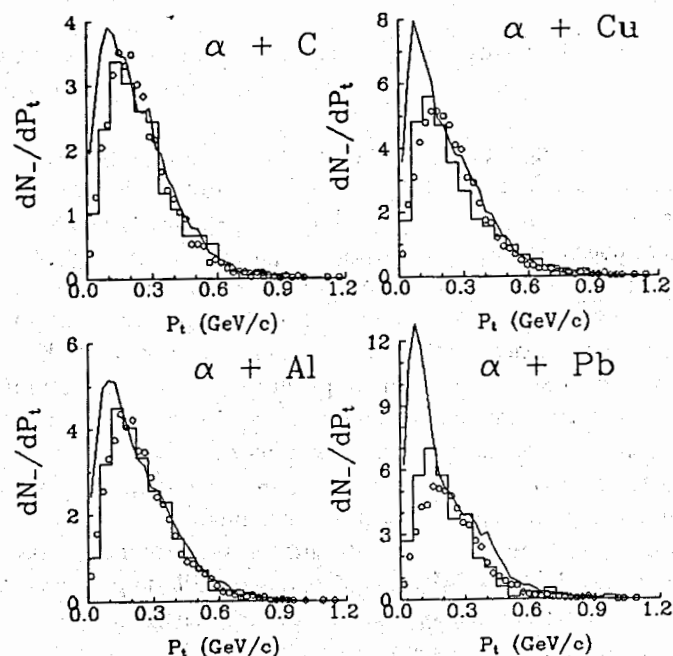


Рис. 2: Распределения отрицательно заряженных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях при 4.5 А ГэВ/с по поперечному импульсу.

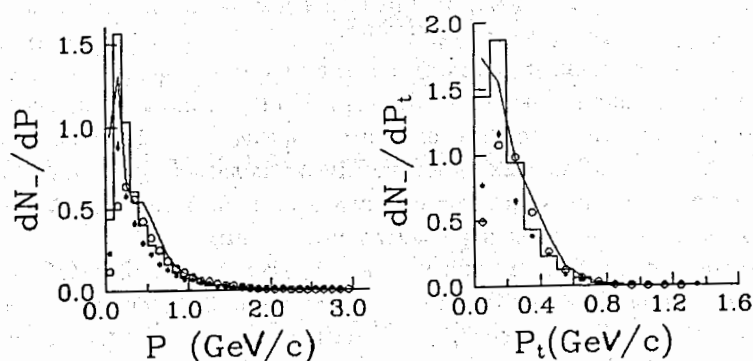


Рис. 3: Распределения отрицательно заряженных частиц в C + Ta -взаимодействиях при 4.2 А ГэВ/с по полному и поперечному импульсу.

Смягчение спектра мезонов в КИМ можно также объяснить влиянием ядерного потенциала. Модель предполагает, что элементарные внутриядерные взаимодействия происходят в потенциале ядра, который не меняется в ходе взаимодействия. Энергия потенциальной ямы прибавляется к энергии налетающих частиц и вычитается из энергий частиц, покидающих пределы ядра. Учет уменьшения глубины потенциальной ямы при сильном разрушении ядер приведет к ужесточению спектра рожденных мезонов.

В целом, по результатам сравнения расчетов, выполненных в рамках КИМ, с экспериментальными данными можно сказать, что предположение о малом времени жизни резонансов в ядре и малом времени формирования вторичных частиц не находит подтверждения в эксперименте.

Отметим, что расчеты по КИМ достаточно близки к расчетам по МКГС, хотя МКГС учитывает как рождение резонансов, так и каскадные взаимодействия. Значительное превышение средней множественности рожденных мезонов в МКГС, как мы полагаем, связано с переоценкой множественности струн, образованных так называемыми "морскими" кварками. Это можно увидеть при анализе распределений частиц по быстротам.

4 Распределения вторичных частиц по быстротам

На рис. 4 приведены экспериментальные данные и расчетные распределения π^- -мезонов по быстротам во взаимодействиях α -частиц с ядрами при импульсе 4.5 ГэВ/с/нуклон. Гистограммами представлены экспериментальные данные [20], расчеты по модели FRITIOF — светлыми точками, а расчеты по КИМ — ломаными линиями. Как видно из рисунков, КИМ завышает множественность вторичных частиц, рождающихся в областях фрагментаций ядер-мишеней ($y \sim 0$). Особенно сильно это превышение проявляется в расчетах характеристик взаимодействий с тяжелыми ядрами.

Модифицированная программа FRITIOF, при всей ее простоте, значительно лучше описывает экспериментальные данные. Хотя некоторое превышение расчетов экспериментальных данных в области фрагментации ядер-мишеней сохраняется. В то же время, для взаимодействий с тяжелыми ядрами свинца модель предсказывает появление некоторой структуры в распределении π^- -мезонов по быстротам. "Природу" этой структуры позволяет понять анализ данных [19].

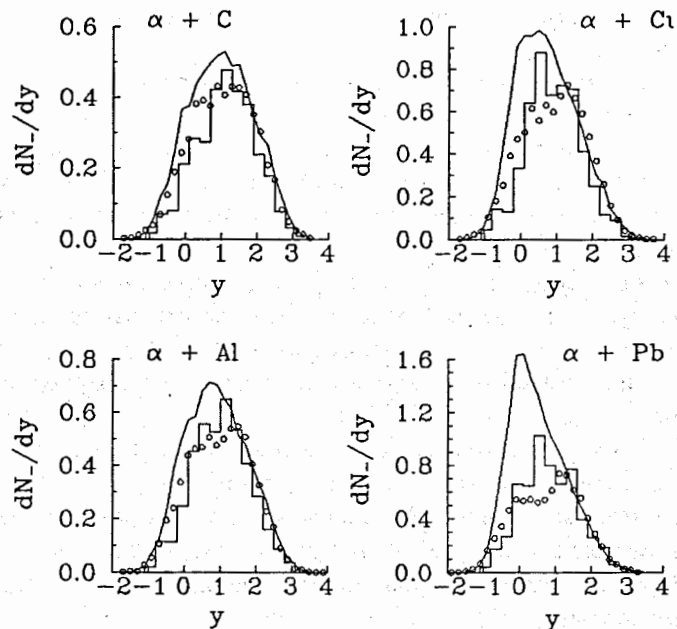


Рис. 4: Распределения π^- -мезонов по быстрой в ядро-ядерных взаимодействиях при 4.5 ГэВ/с/нуклон

На рис. 5 приведены распределения π^- -мезонов по быстрой при разных значениях поперечных импульсов мезонов в $C+Ta$ -взаимодействии. Темными точками представлены экспериментальные данные [19]. Расчеты по каскадно-испарительной модели, модели FRITIOF и модели кварк-глюонных струн [19] представлены ломаной кривой, гистограммой и светлыми точками, соответственно. На рис. 5f даны распределения при всех поперечных импульсах мезонов.

Как видно из рисунков, КИМ не воспроизводит форму распределений по быстрой при $P_t \leq 0.2$ ГэВ/с. Согласно рис. 2, 3, модель значительно переоценивает множественность мезонов с $P_t \leq 0.2$ ГэВ/с. Таким образом, в рассматриваемом варианте КИМ проблемой является описание рождения медленных мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях. Отметим, что рассеяние мезонов на нуклонах при энергиях $\sim 140 \div 400$ МэВ имеет резонансный характер. Поэтому мы рассматриваем затруднения КИМ как указание на необходимость корректного рассмотрения образования и поведения Δ -изобар в ядрах. (Как уже го-

ворилось ранее, КИМ не учитывает рождение резонансов в явном виде. Учитывается только факт резонансного увеличения сечения взаимодействия, которое моделируется упругим рассеянием.)

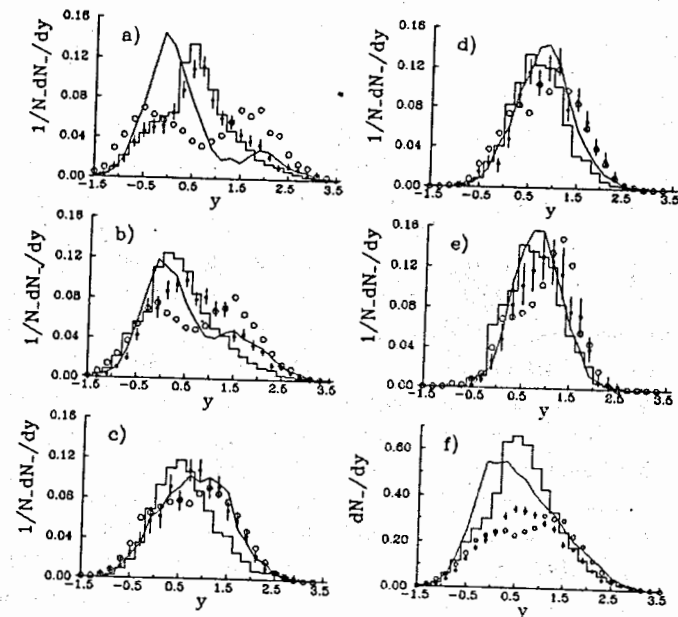


Рис. 5: Распределения π^- -мезонов по быстрой в $C+Ta$ -взаимодействии при 4.2 ГэВ/с/нуклон при разных поперечных импульсах. а) $P_t \leq 0.1$ ГэВ/с, б) $0.1 < P_t \leq 0.2$ ГэВ/с, в) $0.2 < P_t \leq 0.3$ ГэВ/с, д) $0.3 < P_t \leq 0.5$ ГэВ/с, е) $0.5 < P_t$ ГэВ/с. ф) - общее распределение π^- -мезонов.

Сложнее ситуация в модели FRITIOF. Расчеты показали, что появление структуры связано с плохим описанием pp -взаимодействий. Здесь нужно отметить, что в существующей версии модели запрещен обмен зарядом между взаимодействующими нуклонами, не учитывается прямое рождение мезонов в центральной области и не рассматриваются возможные поляризационные эффекты. В результате, распределения π^- -мезонов по быстрой в протон-нейтронных взаимодействиях имеют двухпиковую структуру. В ядро-ядерных взаимодействиях это проявляется в виде двух пиков в распределении мезонов с $P_t \leq 0.2$ ГэВ/с. При больших значениях поперечного импульса происходит "слияние" двух пиков.

В МКГС разрешен обмен зарядом между сталкивающимися нуклонами и рождение "прямых" мезонов в центральной области (см. [17,

18)). Поэтому модель довольно успешно описывает форму распределения π^- -мезонов по быстротам при разных P_t .

Отметим, что неудачная нормировка экспериментальных данных на рис. 3 и соответствующая нормировка расчетных распределений "маскируют" тот факт, что МКГС, как и КИМ, значительно переоценивают множественность мезонов с $P_t \leq 0.4$ ГэВ/с в области фрагментации ядра-мишени. Согласно расчетам [19], в МКГС основной вклад в множественность мезонов с $P_t \leq 0.3$ ГэВ/с дают мезоны, образовавшиеся при распадах Δ^- и Δ^0 изобар (до 60 %). Вклад, так называемых "прямых" мезонов, связанных с образованием дополнительных струн, не превышает 40 %. Полагая, что выход Δ^- и Δ^0 пропорционален выходу Δ^{++} и Δ^+ , распад которых дает основной вклад в множественность протонов, а также то, что МКГС недооценивает множественность протонов в CC -взаимодействиях [23], можно предположить, что избыточное рождение "мягких" мезонов в МКГС связано с переоценкой множественности струн, образованных "морскими" кварками. Нельзя исключить также недооценку роли процессов типа $\Delta + N \rightarrow N + N$, которые могут привести к уменьшению множественности мезонов.

Суммируя рассмотренное в данном разделе, можно заключить, что исследование образования медленных мезонов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях может дать информацию об образовании и поведении Δ -изобар в ядрах. В этом свете представляют определенный интерес расчеты по популярной модели релятивистской квантовой молекулярной динамики [24], в которой затронутые вопросы трактуются более тщательно.

Заключение

Рассмотренная версия каскадно-испарительной модели так же, как и МКГС, значительно завышает множественность мезонов с $P_t < 0.2 \div 0.4$ ГэВ/с во взаимодействиях ядер с энергией 3.1-3.4 ГэВ/нуклон с тяжелыми ядрами. Мы полагаем, что это обусловлено некорректной трактовкой поведения Δ -изобар в ядрах.

По результатам сравнения расчетов, выполненных в рамках КИМ, с экспериментальными данными можно сказать, что предположение о малом времени жизни резонансов в ядре и малом времени формирования вторичных частиц не находит подтверждения в эксперименте.

Модифицированная модель FRITIOF, пренебрегающая распадом резонансов в ходе быстрой стадии взаимодействий, наиболее адекватно воспроизводит экспериментальные распределения.

Литература

- [1] Барашенков В.С., Тонеев В.Д.// "Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами", М., Атомиздат, 1972.
- [2] Bertini N.W. et al.// Phys. Rev. C9 (1974) 522.
- [3] Bertini N.W. et al.// Phys. Rev. C14 (1976) 590.
- [4] Bondorf J.P. et al.// Phys. Lett. 65B (1976) 217.
- [5] Bondorf J.P. et al.// Zeit. Phys. A279 (1976) 385.
- [6] Toneev V.D., Gudima K.K.// Nucl. Phys. A400 (1983) 173.
- [7] Mashnik S.G.// In "Proceedings of a Specialists Meeting - Intermediate Energy Nuclear Data: Models and Codes". Paris, 1994, P.107.
- [8] Blann M.B., Gruppelaar H., Nagel P., Rodens J.// Report "International Code Comparison for Intermediate Energy Nuclear Data", NEA, OECD, Paris, 1994.
- [9] Agakishiyev H.N. et al.// Zeit. fur Phys. C27 (1985) 177.
- [10] Агакишиев Г.Н. и др.// ЯФ 45 (1987) 1373.
- [11] Агакишиев Г.Н. и др.// ЯФ 51 (1990) 758.
- [12] Aksinenko V.D. et al.// Nucl. Phys. A348 (1980) 518.
- [13] Uzhinskii V.V.// JINR prepr. E2-96-192, 1996, Dubna.
- [14] Andersson B. et al.// Nucl. Phys. 281B (1987) 289; Nilsson-Almqvist B., Stenlund E.// Comp. Phys. Comm. 43 (1987) 387.
- [15] Барашенков В.С., Жереги Ф.Г., Мусульманбеков Ж.Ж.// препринт ОИЯИ P2-83-117, 1983, Дубна.
- [16] T. Sjöstrand and M. Bengtsson// Comp. Phys. Comm. 43 (1987) 367.
- [17] Амелин Н.С., Гудима К.К., Тонеев В.Д.// ЯФ 51 (1990) 1730.
- [18] Амелин Н.С., Гудима К.К., Сивоклоков С.Ю., Тонеев В.Д.// ЯФ 52 (1990) 272.
- [19] Бекмирзаев Р.Н. и др.// ЯФ 58 (1995) 1822.

- [20] Aksinenko V.D. et al.// Nucl. Phys. A234 (1979) 266.
- [21] Бекмирзаев Р.Н. и др.// ЯФ 58 (1995) 1863.
- [22] Ужинский В.В., Пак А.С.// ЯФ 59 (1996) 1109.
- [23] Бекмирзаев Р.Н. и др.// ЯФ 58 (1995) 1642.
- [24] Sorge H., Stoker H., Greiner W.// Ann. of Phys. (N.Y.) 192 (1989) 266; Nucl. Phys. A498 (1989) 567c.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 ноября 1996 года.

Ганхуяг Б., Ужинский В.В.

P2-96-419

Модифицированная программа FRITIOF:
рождение отрицательно заряженных частиц
в высокоэнергетических ядро-ядерных взаимодействиях

Представлены расчеты характеристик ядро-ядерных взаимодействий ($\alpha + C$, Al, Ne, Pb; C + C, Ne, Si, Cu, Zr, Ta) при энергиях 3,2 ÷ 3,5 ГэВ/нуклон, такие, как распределения отрицательно заряженных частиц по множественности, по поперечному импульсу и по быстротам, в сравнении с соответствующими экспериментальными данными. Показано, что модель FRITIOF, не учитывающая распада резонансов в ядрах и пренебрегающая взаимодействиями рожденных частиц с нуклонами ядра, лучше описывает экспериментальные данные, нежели каскадно-испарительная модель и модель кварк-глюонных струн.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1996

Перевод авторов

Ganhuyag B., Uzhinskii V.V.

P2-96-419

Modified FRITIOF Code:
Negative Charged Particle Production
in High Energy Nucleus-Nucleus Interactions

The calculations of nucleus-nucleus interaction characteristics ($\alpha + C$, Al, Ne, Pb; C + C, Ne, Si, Cu, Zr, Ta) at energies 3,2 ÷ 3,5 GeV/nucleon such as negative charged particles distributions on multiplicity, transferred momentum and rapidity are presented in comparison with the corresponding experimental data. It is shown that FRITIOF model which does not consider the decays of the resonances in the nuclei and which does not take into account the produced particle interactions with nuclear nucleons describes the data better than cascade-evaporation model and quark-gluon-string model do.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1996