

P2-2001-69

А.С.Галоян\*, Г.Л.Мелкумов, В.В.Ужинский

АНАЛИЗ РОЖДЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ВБЛИЗИ И ЗА КИНЕМАТИЧЕСКОЙ ГРАНИЦЕЙ  
СВОБОДНЫХ  $NN$ -СОУДАРЕНИЙ  
В РАМКАХ МОДЕЛИ **FRITIOF**

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

\*Ереванский физический институт, Армения;  
e-mail: galoyan@cv.jinr.ru

Механизм рождения кумулятивных частиц в адрон-ядерных ( $hA$ ) взаимодействиях широко обсуждался в литературе [1 - 10]. Значительно меньше внимания уделялось и уделяется ядро-ядерным ( $AA$ ) взаимодействиям. Это объясняется тем, что для анализа  $hA$ -соударений применяют методы, не предполагающие больших вычислительных затрат и требующие задания в явном аналитическом виде функций фрагментации, структурных функций, сечений и т.д. В случае ядро-ядерных соударений задание сечений в виде аналитических выражений или однократных, двукратных интегралов возможно только в простейшем приближении, таком как приближение Чижа – Максимова [11]. В корректном глауберовском подходе это практически невозможно. Кроме того, согласно глауберовскому подходу, набор элементарных процессов в  $AA$ -взаимодействиях значительно шире аналогичного набора в  $hA$ -соударениях. Одно только перечисление возможных процессов представляет сложную математическую проблему, но она может быть эффективно решена с помощью методов стохастического моделирования – с помощью известных монте-карловских программ-генераторов искусственных событий. В настоящее время предложены различные вычислительные алгоритмы. Например, программа DIAGEN [12] позволяет выполнять случайную выборку процессов - диаграмм ядро-ядерных взаимодействий. Есть аналогичные подпрограммы во всех программах-генераторах. Моделирование процессов рождения частиц при выбранной диаграмме взаимодействия представляет другую задачу, решаемую в таких моделях, как FRITIOF [13], RQMD [14 - 16], VENUS [17] и т.д. Как правило, модели применяют для анализа общих характеристик  $hA$ - и  $AA$ -взаимодействий. Их использование при анализе рождения кумулятивных частиц представляет дополнительные возможности для проверки основных положений моделей и выяснения механизмов процессов.

В отличие от аналитических моделей программы-генераторы позволяют эксклюзивно описать взаимодействия, что необходимо для современных экспериментов: для учета фоновых условий, геометрии установок, эффективности регистрации частиц и т.д. Правда, моделирование редких процессов требует значительных вычислительных затрат, если не применять специальных методов весового моделирования, но они находятся в пределах существующих вычислительных возможностей. Рождение кумулятивных частиц не является редким процессом, поэтому программы-генераторы могут быть с эффективностью использованы для его анализа.

В нашей работе [18] было показано, что в рамках модели FRITIOF удается воспроизвести основные закономерности рождения кумулятивных  $\pi^0$ -мезонов, образующихся при фрагментации налетающих ядер гелия и углерода во взаимодействиях с ядрами углерода и меди при энергии 3.6 ГэВ/нуклон. В настоящей работе мы исследуем возможность применения модели FRITIOF для описания выхода заряженных частиц в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях вблизи и за кинематической границей свободных  $NN$ -соударений.

## 1 Основные положения модели FRITIOF

Модель FRITIOF предполагает двухчастичную кинематику неупругих адрон-адронных взаимодействий  $a + b \rightarrow a' + b'$ , где  $a'$  и  $b'$  - возбужденные состояния исходных адронов  $a$  и  $b$ . Возбужденные состояния характеризуются массой. Для выбора масс адронов используется подход, изложенный в [13] (см. также [19]). Параметры модели были уточнены в [20].

В случае адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий предполагается, что нуклоны, возбужденные в первичных соударениях, могут взаимодействовать как между собой, так и с другими нуклонами ядра и увеличивать свою массу. Вероятности многократных соударений вычисляются в глауберовском подходе.

Возбужденные адроны рассматриваются как КХД-струны, при фрагментации которых возникают адроны. С увеличением масс струн растет множественность вторичных частиц. Этими факторами и объясняется увеличение множественности частиц при переходе от адрон-адронных к адрон-ядерным и ядро-ядерным взаимодействиям. Они же отвечают за рождение кумулятивных частиц.

Для определения временной последовательности нуклон-нуклонных соударений в случае адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий в модели FRITIOF используется глауберовское приближение. Процессы каскадирования вторичных частиц не учитываются, поэтому характеристики медленных частиц, ассоциированных с разрушением ядер, не воспроизводятся в модели. С целью устранения этого недостатка в работах [19, 21] было предложено дополнить модель FRITIOF реджеонной моделью разрушения ядер [22].

Учет разрушения ядер осуществляется в два этапа. На первом этапе с помощью глауберовского приближения [12] определяется число не-

упруго взаимодействующих нуклонов - число "раненых" нуклонов. На втором этапе рассматриваются не взаимодействующие нуклоны. Считается, что не взаимодействующий нуклон, отстоящий на прицельном расстоянии  $r$  от "раненого" нуклона может быть вовлечен в реджеонный каскад с вероятностью  $W = C_{nd}e^{-r^2/r_{nd}^2}$ . Вовлеченный нуклон может вовлечь другой спектаторный нуклон и т.д. Предполагается, что все "раненые" и вовлеченные нуклоны покидают ядра.

Для описания множественности протонов-участников во взаимодействиях ядер с ядрами углерода были выбраны следующие значения параметров:  $C_{nd} = 1$ ,  $r_{nd} = 1.2$  фм.

Расчет энергии возбуждения ядра-остатка осуществлялся по методу, подробно изложенному в [19]. Для моделирования релаксации возбужденных ядер использовалась испарительная модель [23] (см. также [24]).

В модифицированной программе FRITIOF предполагается [19], что распределение выбитых нуклонов, например ядра-мишени, по кинематическим переменным имеет вид

$$P(\{x_i^-\}, \{\vec{p}_{i\perp}\}) \propto \prod_{i=1}^{N_T} \exp[-\vec{p}_{i\perp}^2 / \langle p_{\perp}^2 \rangle] \exp[-(x_i^- - 1/N_T)^2 / (d_x/N_T)^2],$$

$$\sum_{i=1}^{N_T} \vec{p}_{i\perp} = 0, \quad \sum_{i=1}^{N_T} x_i^- = 1,$$

где  $N_T$  - множественность выбитых нуклонов,  $\vec{p}_{i\perp}$  - поперечный импульс  $i$ -го выбитого нуклона, а  $x_i^-$  - доля уносимого им продольного импульса,  $x_i^- = (E_i - p_{iz})/W_T^-$ . Для определения величины  $W_T^-$  и аналогичной величины  $W_P^+$  для выбитых нуклонов ядра-снаряда используется закон сохранения энергии-импульса [19].

Параметры распределения  $\langle p_{\perp}^2 \rangle = 0.17$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и  $d_x = 0.282$  были определены нами при анализе спектров частиц, испускаемых в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в заднюю полусферу.

Далее эта процедура называется методом учета "ферми-движения".

## 2 Анализ процессов рождения частиц в заднюю полусферу в ядро-ядерных взаимодействиях

На рис. 1, 2 представлены экспериментальные данные [25] об инвариантных инклюзивных сечениях рождения  $\pi^-$ -мезонов в задней

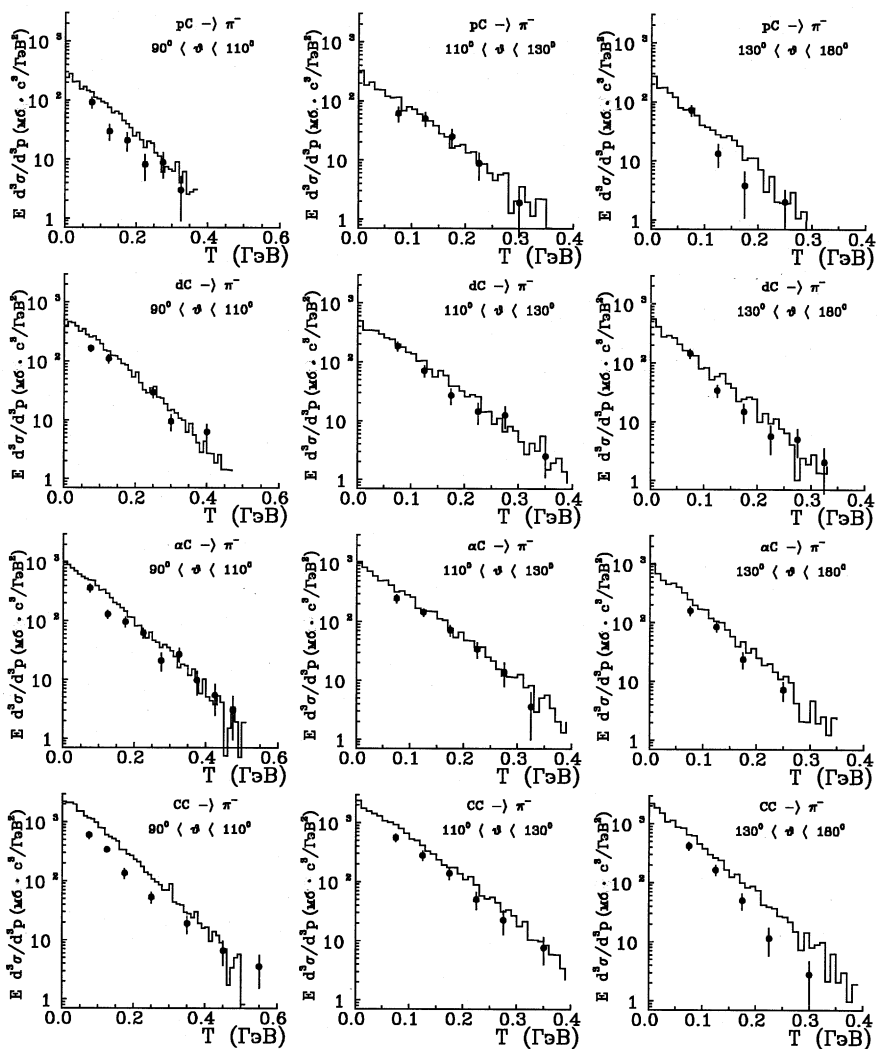


Рис. 1: Инвариантные инклюзивные сечения рождения  $\pi^-$ -мезонов в  $pC$ -,  $dC$ -,  $\alpha C$ - и  $CC$ -взаимодействиях при энергии 3.36 ГэВ/нуклон.  $T$  - кинетическая энергия  $\pi^-$ -мезонов,  $\theta$  - угол вылета мезонов относительно пучка. Точки - экспериментальные данные [25], гистограммы - наши расчеты в рамках модели FRITIOF

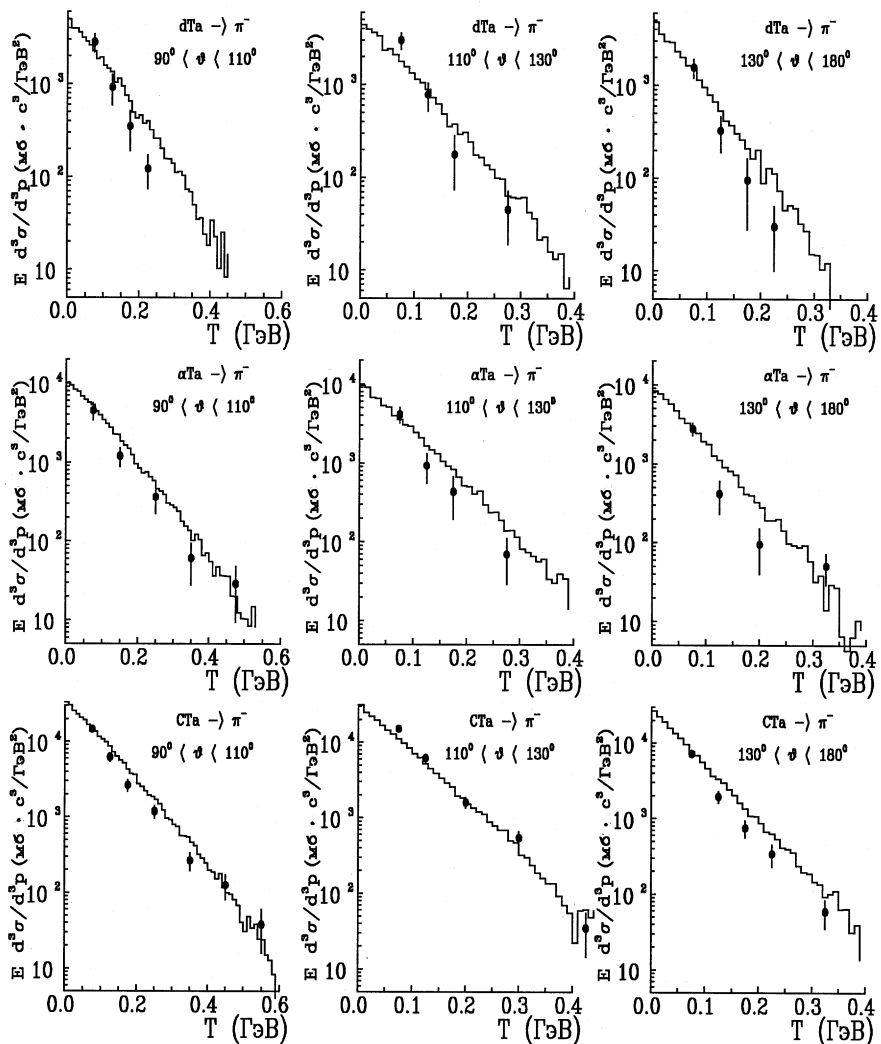


Рис. 2: То же, что и на рис. 1, но для  $d\text{Ta}$ -,  $\alpha\text{Ta}$ - и  $\text{STa}$ -взаимодействий. Точки – экспериментальные данные [25], гистограммы – расчеты по модели FRITIOF

полусфере в ядро-ядерных взаимодействиях при энергии 3.36 ГэВ/нуклон и расчеты по модели FRITIOF [21]. Как видно, модель качественно воспроизводит зависимости сечений от кинетической энергии  $\pi^-$ -мезонов -  $T$ , угла вылета мезонов относительно пучка -  $\theta$ , от масс налетающих ядер и масс ядер-мишеней. В целом расчеты лежат выше экспериментальных данных. При углах  $\theta$  от 90 до 110° и от 110 до 130° наклоны расчетных спектров совпадают с экспериментальными. Модель предсказывает несколько меньший наклон при углах  $\theta > 130^\circ$ , нежели это требуется для описания экспериментальных данных.

Возникает естественный вопрос: чем обусловлено качественное согласие между экспериментальными данными и модельными расчетами? Согласно рис. 3, спектры  $\pi^-$ -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях подобны спектрам мезонов в  $NN$ -соударениях. Для описания последних в работах [20] были предприняты значительные усилия. В результате описание спектров мезонов в  $AA$ -взаимодействиях было достигнуто без использования свободных, подгоночных параметров.

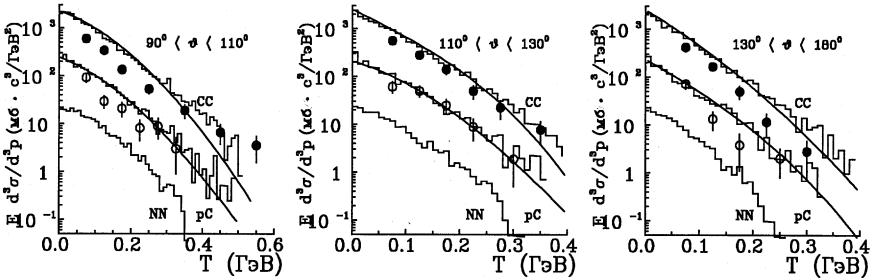


Рис. 3: Инвариантные инклюзивные сечения рождения  $\pi^-$ -мезонов в  $NN$ -,  $pC$ - и  $CC$ -взаимодействиях при энергии 3.36 ГэВ/нуклон. Точки – экспериментальные данные [25], гистограммы – наши расчеты в рамках модели FRITIOF, линии - расчеты без учета фермидвижения нуклонов

Абсолютная нормировка спектров определяется глауберовскими сечениями. Их вычисление [12] предполагает задание таких характеристик  $NN$ -взаимодействий, как полное сечение ( $\sigma_{NN}^{tot}$ ), наклон дифференциального сечения упругого рассеяния ( $B_{NN}$ ) и отношение реальной и мнимой частей амплитуды упругого рассеяния при нулевой передаче ( $\rho_{NN} = \text{Re}f_{NN}(0)/\text{Im}f_{NN}(0)$ ).

Амплитуда упругого  $NN$ -рассеяния в представлении прицельного параметра параметризовалась в стандартном для глауберовского при-

ближения виде:

$$f_{NN}(\vec{b}) = \frac{\sigma_{NN}^{\text{tot}}(1 - i\rho_{NN})}{4\pi B_{NN}} e^{-\vec{b}^2/2B_{NN}}. \quad (1)$$

Использовались следующие значения параметров [26]:

$$\sigma_{NN}^{\text{tot}} = 42 \text{ (мб)}; B_{NN} = 7.8 \text{ ((ГэВ/с)}^{-2}\text{)}; \rho_{NN} = -0.23.$$

Одночастичные плотности ядер тяжелее гелия параметризовались в виде

$$\rho(r) = \text{Const}/[1 + e^{\frac{r-R_A}{c}}], \quad R_A = 1.07A^{1/3} \text{ (фм)}, \quad c = 0.545 \text{ (фм)}. \quad (2)$$

Корреляции центра масс учитывались согласно работе [27]. Для плотностей легких ядер использовались параметризации работы [12]. Какого-либо изменения свойств  $NN$ -взаимодействий в ядерной среде не предполагалось.

В рамках рассматриваемого подхода подобие спектров частиц в адрон-ядерных и нуклон-нуклонных соударениях объясняется просто. В  $NN$ -соударениях при достаточно высоких энергиях спектры в областях фрагментации не зависят от энергии взаимодействия. В адрон-ядерных соударениях нуклоны ядра, участвующие в соударении, фрагментируют независимо от налетающей частицы так же, как и в  $NN$ -взаимодействиях. Поскольку каждый нуклон-участник вносит независимый вклад в сечение, а среднее число таких нуклонов  $\langle \nu \rangle \sim A^{1/3}$ , сечение процесса

$$\sigma \sim \langle \nu \rangle \sigma_{hA}^{\text{in}} \sim A^{1/3} A^{2/3} = A^1.$$

В ядро-ядерных взаимодействиях подобие может иметь место, если нуклоны ядра-мишени испытывают не более одного соударения. В рассмотренных случаях взаимодействий легких ядер с легкими и легких ядер с тяжелыми дело обстоит именно так. Поэтому инклюзивные сечения должны быть пропорциональны  $A^1$ , а за воспроизведение абсолютных значений сечений "отвечает" только глауберовское приближение, согласно которому определялась множественность нуклонов-участников ядра-мишени и сечения взаимодействий. Вспоминая, что при анализе общих характеристик ядро-ядерных взаимодействий в модели была получена заниженная множественность мезонов [28], можно предположить, что переоценка инклюзивных сечений связана с недостатками глауберовского приближения.



Спектры мезонов в  $NN$ - и  $AA$ -взаимодействиях можно считать подобными только в первом приближении. Более тщательное рассмотрение показывает, что спектры мезонов в  $NN$ -соударениях нельзя описать простой экспоненциальной зависимостью. В то же время спектры  $AA$ -соударений хорошо описываются этой зависимостью. Отличие спектров обусловлено предполагаемым механизмом взаимодействия.

Безусловно, главное отличие спектров состоит в том, что спектры в  $NN$ -взаимодействиях ограничены доступной кинематической областью, а спектры  $AA$ -взаимодействий простираются за пределы этой области. В рассмотренных нами экспериментальных данных только последние точки лежат вне границ кинематической области свободных  $NN$ -соударений.

Согласно рис. 3, спектры  $\pi^-$ -мезонов незначительно изменяются при учете "ферми-движения" нуклонов в кинематической области, доступной в  $NN$ -взаимодействиях. Выход мезонов за пределы этой области даже без учета "ферми-движения" нуклонов объясняется механизмом увеличения масс нуклонов. Например, в многократных  $hA$ -соударениях большинство нуклонов ядра взаимодействуют с быстрым возбужденным нуклоном, имеющим массу, отличную от массы налетающей частицы. Из-за этого и происходит изменение границ кинематических областей.

### 3 Анализ процессов $d + A \rightarrow \pi^-(0^\circ) + X$

при  $P_d = 8.9$  ГэВ/с

Рассмотрим зависимость сечения рождения частиц от массы ядра, на котором происходит фрагментация. Для этого обратимся к данным [29] реакции  $d + A \rightarrow \pi^-(0^\circ) + X$  при  $P_d = 8.9$  ГэВ/с. На рис. 4 представлены экспериментальные данные [29, 30] в зависимости от переменной  $x$ , определенной как

$$x = \frac{M_N E_{\pi^-} - \frac{1}{2} M_{\pi^-}^2}{E_N M_N - E_N E_{\pi^-} - M_N^2 + P_N P_{\pi^-} \cos \theta_{\pi^-}},$$

где  $M_N$ ,  $M_{\pi^-}$ ,  $P_N$ ,  $P_{\pi^-}$ ,  $E_N$ ,  $E_{\pi^-}$  — соответственно массы, импульсы и энергии нуклона и  $\pi^-$ -мезона;  $\theta_{\pi^-}$  — угол вылета  $\pi^-$ -мезона в л.с.;  $P_N = 4.45$  ГэВ/с.

На рис. 4,а сплошной кривой представлены расчеты сечений реакции  $d + p \rightarrow \pi^-(0^\circ) + X$  в стандартном варианте модели. В расчетах имеется нерегулярность при  $x \sim 1$ , обусловленная тем, что не

учитывалось ферми-движение нуклонов в ядрах дейтерия, что представляет непростую задачу. За исключением этой области форма расчетного спектра близка к форме экспериментального распределения, однако расчеты лежат выше экспериментальных данных.

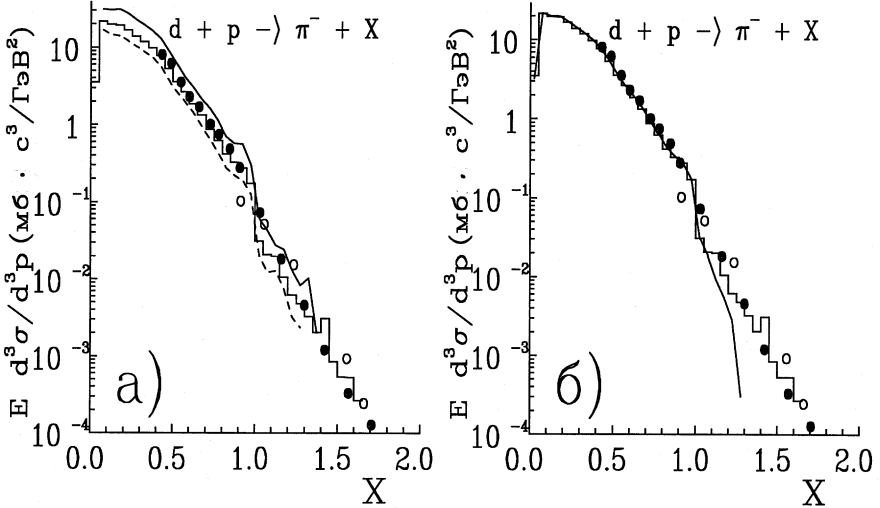


Рис. 4: Инвариантные инклюзивные сечения образования  $\pi^-$ -мезонов в  $dp$ -взаимодействиях. а) гистограмма – расчет при 30 %- м уменьшении  $\sigma_{NN}$ , сплошная кривая – расчет по исходному варианту модели, пунктирная кривая – расчет при 50 %- м уменьшении  $\sigma_{NN}$ ; б) сплошная кривая – расчет без учета де-возбуждения нуклонов, гистограмма - расчет при 30 %- м уменьшении  $\sigma_{NN}$  с учетом де-возбуждения нуклонов. Точки - экспериментальные данные

Простейший путь для достижения согласия с экспериментом – уменьшить расчетное сечение неупругих взаимодействий. Альтернативная возможность – изменить параметры модели FRITIOF – приводит к изменению наклонов спектров. В качестве примера на рис. 4,б сплошной кривой представлен расчет по варианту модели, не учитывающему де-возбуждение нуклонов. Поэтому остается единственная возможность – уменьшить неупругое сечение. Для этого мы заменили в глауберовских выражениях для неупругих сечений функцию

$$g(\vec{b}) = f_{NN}(\vec{b}) + f_{NN}^*(\vec{b}) - f_{NN}(\vec{b})f_{NN}^*(\vec{b})$$

на функцию

$$g(\vec{b}) = \theta(r_{NN} - |\vec{b}|), \quad r_{NN} = \sqrt{\sigma/\pi}.$$

При выборе  $\sigma$  на 50 % меньше  $\sigma_{NN}^{in}$  была получена нижняя кривая рис. 4,а. Гистограмма, наиболее близко подходящая к экспериментальным

точкам и повторенная на рис. 4,6, рассчитана при 30 % - м уменьшении сечения. При этом достигается удовлетворительное описание не только зависимости сечений от величины  $x$ , но и от массы ядра, на котором происходит фрагментация (см. рис. 5).

На рис. 5 представлено отношение расчетных сечений образования  $\pi^-$ -мезонов на ядре  $A$  и на протоне:  $(Ed^3\sigma/d^3p)_{dA} / (Ed^3\sigma/d^3p)_{dp}$ . Точками даны экспериментальные данные [29] при  $x = 1.23$ . Видно, что при уменьшенном сечении модель воспроизводит слабую зависимость спектров от массы ядра, на котором происходит фрагментация.

В настоящий момент не ясно, чем обусловлена необходимость уменьшения сечения: недостатками глауберовского приближения или недостатками параметризации волновой функции дейтрона [12], или неопределенностями экспериментальных данных. Вопрос нуждается в более тщательном экспериментальном и теоретическом рассмотрении. Тем не менее даже на данном этапе можно понять слабую  $A$ -зависимость сечений.

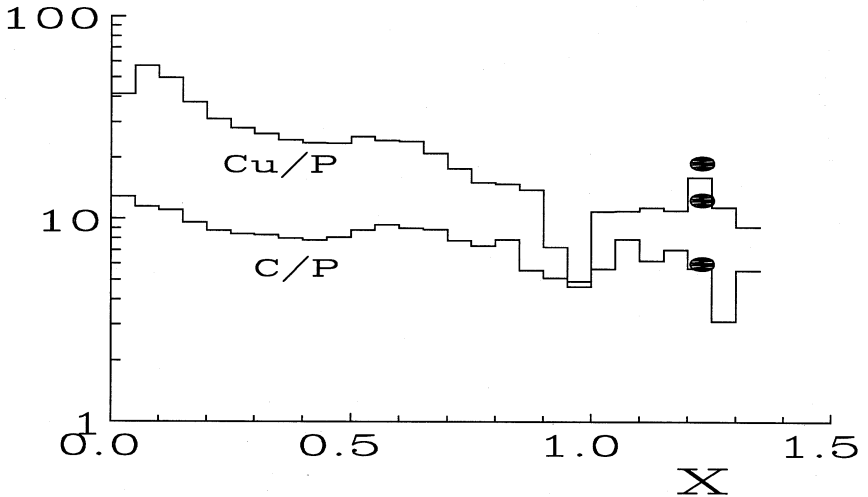


Рис. 5: Отношение инвариантных сечений образования  $\pi^-$ -мезонов на ядре и на протоне. Точки - экспериментальные данные [29], гистограммы - расчет

На рис. 6 представлены спектры  $\pi^-$ -мезонов в  $d$ Cu-взаимодействиях при разном числе внутриядерных соударений. В однократных взаимодействиях, естественно, не наблюдается образования кумулятивных частиц. Двукратные соударения дают основной вклад в сечение при

$x > 1$ . Вклады соударений высшей кратности в этой области малы. В двухкратных взаимодействиях при  $x > 1$  доминируют процессы, в которых с одним нуклоном ядра сталкиваются два нуклона дейтрона. В приближении "жесткого" налетающего ядра [31] сечение таких процессов дается выражением

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \left( E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \right)_{dp} \int d^2b T_A(\vec{b}) e^{-\sigma_{dN} T_A(\vec{b})}, \quad x > 1,$$

где  $T_A$ -функция толщины ядра. Сечение пропорционально  $A^{1/3}$ .

Очевидно, что обсуждаемые двухкратные соударения происходят на периферии ядра. Однако в отличие от представлений работы [29] периферичность обусловлена не поглощением налетающих дейтронов и кумулятивных мезонов в ядре, а увеличением потерь продольного импульса "ранеными" нуклонами дейтрона в многократных столкновениях, что приводит к смягчению спектров. Эффективно многократные взаимодействия можно рассматривать как процессы, выводящие дейтроны из канала двухкратных соударений.

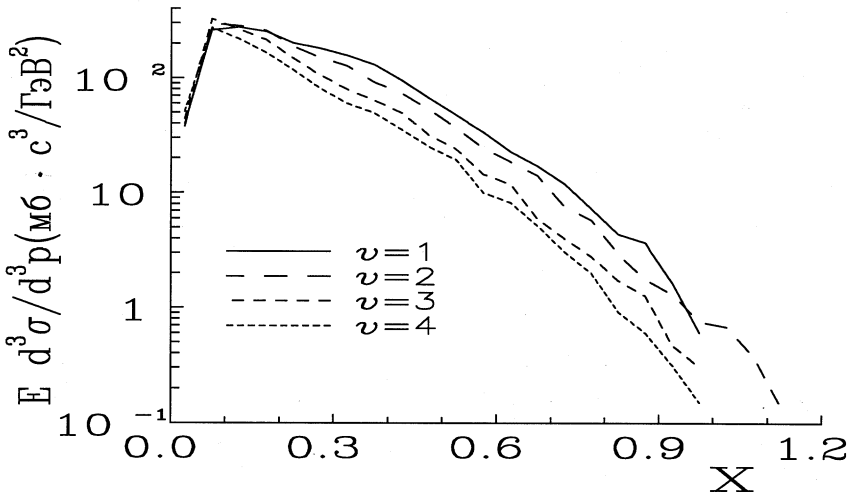


Рис. 6: Инвариантные сечения образования  $\pi^-$ -мезонов в  $d\text{Cu}$ -взаимодействии с различным числом внутриядерных соударений

Таким образом, в рамках рассматриваемого подхода удается объяснить сильную зависимость сечений рождения кумулятивных частиц от массы фрагментирующего ядра и слабую зависимость от массы ядра, на котором происходит фрагментация.

## 4 Описание спектров протонов

Расчеты инвариантных инклюзивных сечений образования протонов в ядро-ядерных взаимодействиях вместе с экспериментальными данными [32] представлены на рис. 7. Как видно из рисунков, модель вос-

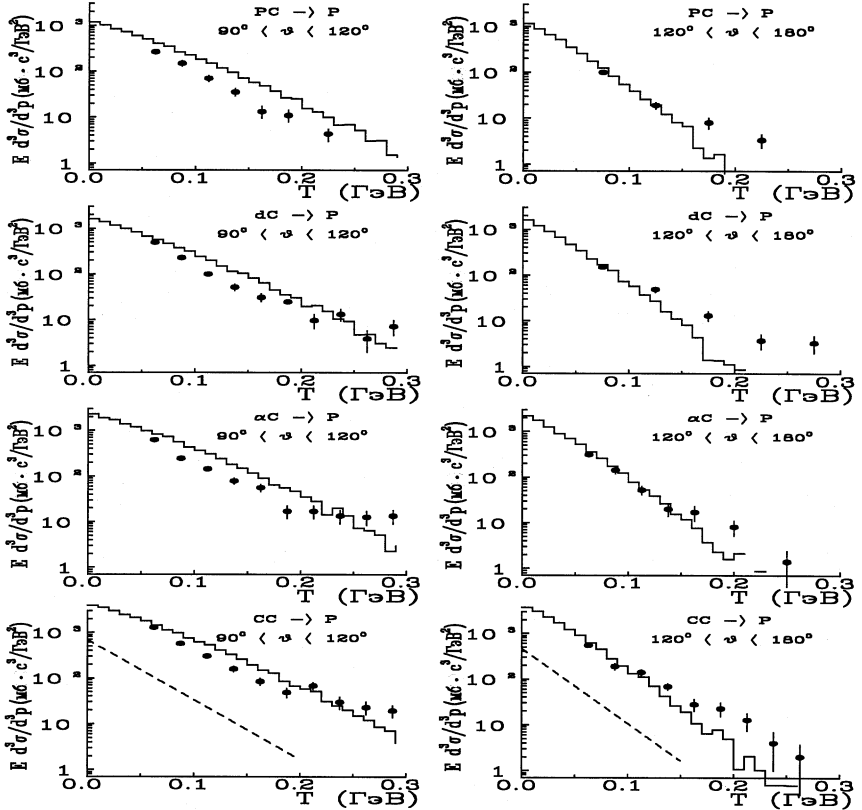


Рис. 7: Инвариантные сечения образования протонов в АС-взаимодействиях при импульсе 4.2 ГэВ/с/нуклон. Точки - экспериментальные данные [32], гистограммы - расчет

производит наклоны экспериментальных спектров при  $90^\circ \leq \theta < 120^\circ$ . При углах  $\theta \geq 120^\circ$  расчеты близки к экспериментальным точкам при  $T \leq 150$  МэВ. Далее наблюдается систематическое отличие между расчетами и экспериментом. Модель воспроизводит зависимость сечений от масс налетающих ядер. На рис. 7 пунктирными кривыми представлены расчеты спектров протонов в СС-взаимодействиях, выполненные без учета вовлеченных нуклонов (при  $C_{nd} = 0$ ). Видно, что учет

разрушения ядра, дополнительного к предсказываемому глауберовским приближением, является необходимым для объяснения выхода протонов.

Описание выхода протонов в соударениях с тяжелыми ядрами требует изменения параметра  $C_{nd}$ . На рис. 8, 9 представлены экспериментальные данные [33] о распределениях протонов по быстротам в  $n$ Ta-и  $CTa$ -взаимодействиих при  $P = 4.2$  ГэВ/с/нуклон вместе с расчетами, выполненными при  $C_{nd} = 0.2$ . Для сравнения даны расчеты по каскадно-испарительной модели (КИМ), которая значительно переоценивает множественность мезонов в  $CTa$ -взаимодействиих. Необходимо отметить, что в модели FRITIOF без учета упругих перерассеяний нуклонов не удавалось описать множественность протонов в  $pC$ ;  $nTa$ -и  $CC$ ;  $CTa$ -взаимодействиих с одним и тем же значением параметра  $C_{nd}$ . Учет упругих перерассеяний позволил унифицировать расчеты. Только для разных ядер-мишеней требуются разные значения параметра  $C_{nd}$ .

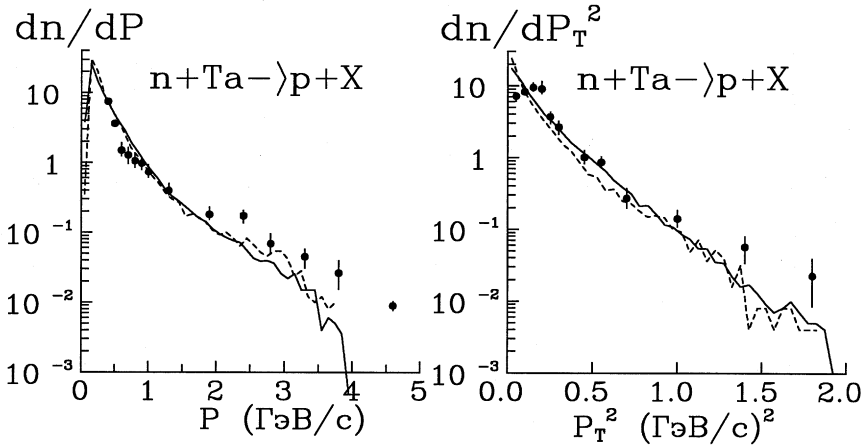


Рис. 8: Распределения протонов по быстротам в  $nTa$ -взаимодействиих. Точки – экспериментальные данные [33]. Пунктирные и сплошные кривые – расчеты по КИМ и FRITIOF соответственно

Попытки описать данные с одним и тем же значением  $C_{nd}$  оказались безрезультатными. Безусловно, это недостаток модели. Однако при найденном значении параметра достигается удовлетворительное описание мягкой части спектра протонов, вылетающих назад.

На рис. 10 представлены экспериментальные инвариантные сечения образований протонов в  $ATa$ -взаимодействиих при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон вместе с расчетами по модели FRITIOF при  $C_{nd} = 0.2$ . Как видно, модель воспроизводит наклоны спектров при углах  $90^\circ \leq \theta < 120^\circ$

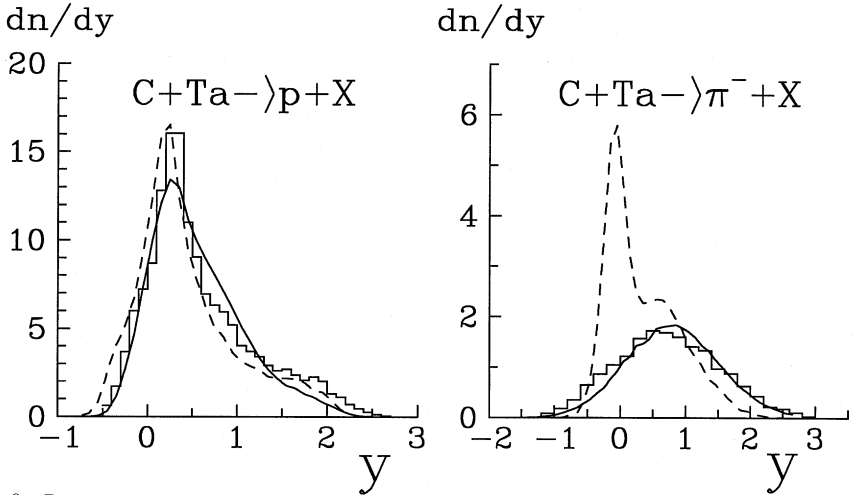


Рис. 9: Распределения протонов и  $\pi^-$ -мезонов по быстройтам в  $C+Ta$ -взаимодействиях. Гистограммы – экспериментальные данные [34]. Пунктирные и сплошные кривые – расчеты по КИМ и FRITIOF соответственно

в области кинетических энергий от 0 до 250 МэВ и при углах вылета  $120^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$  в области  $T$  от 0 до 150 МэВ. В указанных областях  $T$  модель дает правильную зависимость сечения от массы налетающего ядра.

Обратим внимание на то, что экспериментальные распределения меняют характер при больших  $T$ . Модель не воспроизводит это изменение, хотя расчеты имеют статистическую обеспеченность в 10 раз лучше, чем экспериментальные данные. Очевидно, необходим учет других механизмов образования протонов.

Аналогичные результаты, дополняющие представленные выше, были получены при анализе  $pC$ - взаимодействий при  $P_p = 18, 34, 57$  ГэВ/с [35],  $pC$ - и  $pTa$ -взаимодействий при  $P_p = 400$  ГэВ/с [36]. В качестве примера на рис. 11 даны экспериментальные данные и расчеты при  $P_p = 400$  ГэВ/с. Модель предсказывает рождение довольно энергичных мезонов и протонов. Для мезонов расчеты близки к экспериментальным данным при углах  $\theta \sim 70^\circ$  и  $\theta > 130^\circ$ . При углах  $\theta \sim 90^\circ$  наклоны расчетных спектров больше экспериментальных. Для протонов ситуация иная – расчеты и эксперимент согласуются при углах  $\theta \sim 70^\circ$ . При больших углах наблюдается согласие в "мягкой" части спектров. Выход "жестких" протонов модель недооценивает. Более того, модель не предсказывает экспоненциального убывания спектров.

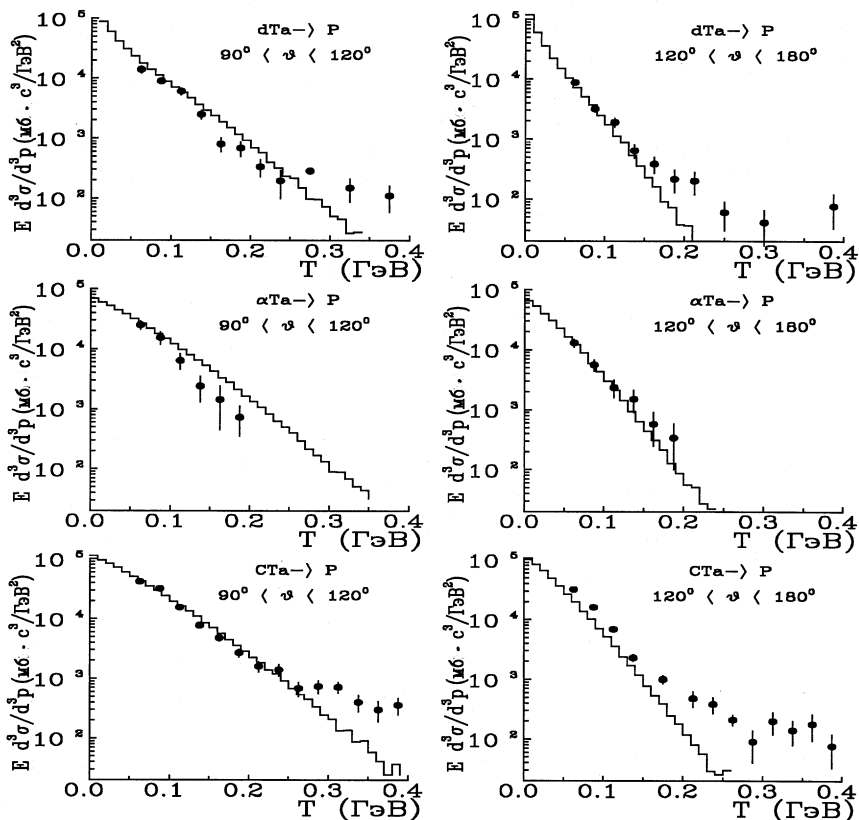


Рис. 10: Инвариантные сечения образования протонов в АТа-взаимодействиях при импульсе 4.2 ГэВ/с/нуклон. Точки - экспериментальные данные [32], гистограммы - расчет

Спектры мезонов, как было показано выше, незначительно изменяются при учете ферми-движения нуклонов. Спектры и их зависимость от угла испускания мезонов определяются прежде всего механизмом рождения мезонов, в частности, механизмом увеличения массы и механизмом фрагментации "раненых" нуклонов. Какой из этих компонентов отвечает за угловую зависимость – могут показать дальнейшие исследования. Можно полагать, что обращение к богатейшему набору экспериментальных данных об адрон-ядерных взаимодействиях поможет решить эту задачу.

Что касается протонов, то, как уже говорилось, их абсолютный выход определяется моделью разрушения ядер, а их спектр – методом учета ферми-движения нуклонов.



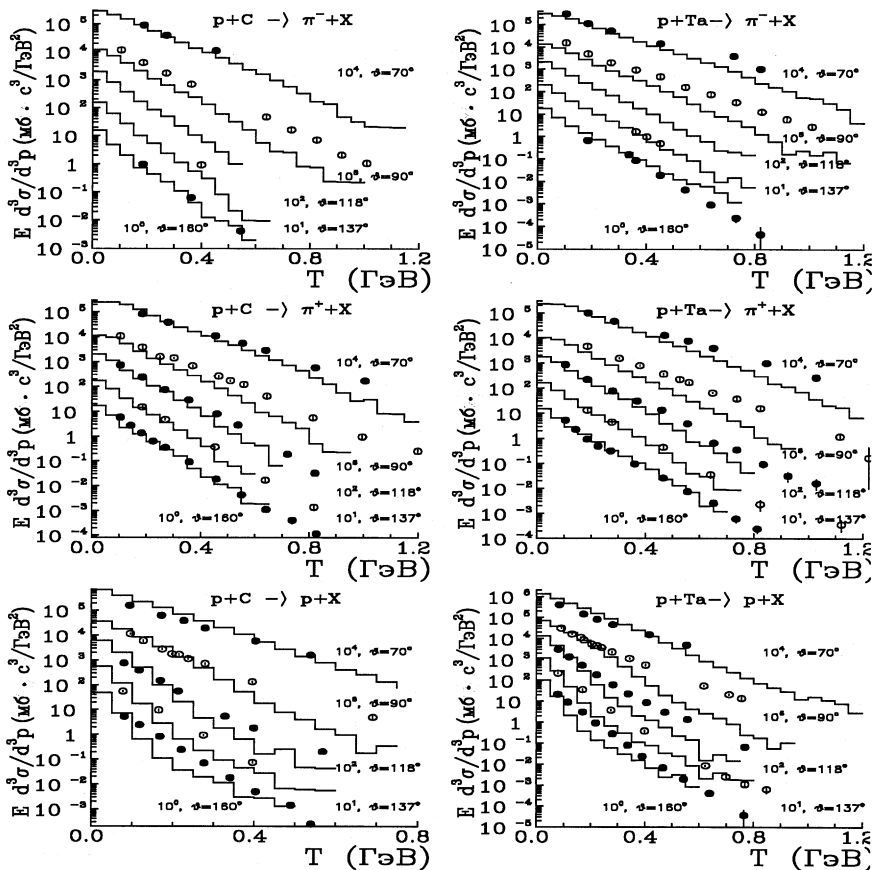


Рис. 11: Инвариантные сечения образования  $\pi^\pm$ -мезонов и протонов в  $pA$ -взаимодействиях при импульсе 400 ГэВ/с, нормированные на массы фрагментирующих ядер. Точки - экспериментальные данные [36], гистограммы - расчет

Как видно, реджеонная модель разрушения ядер не позволяет с одним и тем же параметром  $C_{nd}$  описать выход протонов в соударения легких и тяжелых ядер. Возможно, это обусловлено неучетом специфической структуры легких ядер. В то же время использованный метод учета ферми-движения позволяет описать "мягкую" часть спектров протонов, вылетающих назад. Понимание "жесткой" части спектров требует привлечения новых подходов.

Пожалуй, наиболее перспективный путь - учесть наличие многокварковых конфигураций в ядрах. Здесь возникает множество вопросов: какие многокварковые мешки могут быть в ядрах; каково распре-

ление по множественности мешков; каково пространственное распределение мешков; как мешки взаимодействуют друг с другом и с нуклонами и т.д. Все их необходимо решить при создании монте-карловской программы. Большинство из них было рассмотрено в работе [37].

В [37] использовалось некоррелированное распределение нуклонов в ядрах. Учитывался кор нуклонов (0.4 фм). Так же, как и в большинстве подходов, считалось, что нуклоны образуют флуктон, если их центры попадают в малый объем  $V_c$ . Сечение взаимодействия налетающего адрона с флуктоном находилось в геометрическом подходе. Предполагалось, что в соударении адрона с флуктоном последнему передается энергия возбуждения, распределенная по закону:

$$P(-E_{ex}) \propto \exp(-E_{ex} / \langle E_{ex} \rangle), \quad 0.2 \leq E_{ex} \leq 3 \text{ ГэВ}.$$

Предполагалось, что возбужденный флуктон распадается на нуклоны или на нуклоны и один мезон и матричный элемент распада постоянен. В результате было достигнуто хорошее описание спектров протонов в  $pA$ -взаимодействиях в диапазоне энергий 0.64 – 400 ГэВ с использованием трех параметров:  $E_{ex} = 0.14$  ГэВ; параметра, определяющего радиус флуктона ( $r_k = k^{1/3} r_c$ ,  $r_c = 0.8$  фм,  $k$  - число нуклонов в кластере); вероятности распада флуктона по безмезонному каналу.

В работе [38] использовались стандартные представления о флуктонах, близкие к приведенным. Однако "матричный элемент распада" не предполагался постоянным, а строился согласно модели кварк-глюонных струн. Авторы [38] ограничились рассмотрением спектров  $\pi^\pm$ - и  $K^\pm$ - мезонов в  $pBe$ -взаимодействиях при  $E = 40$  ГэВ и отношением спектров  $K^-$ -мезонов и антипротонов.

Схему, предложенную в [37], можно включить в монте-карловскую программу типа FRITIOF, возможно дополнив ее результатами [38]. Нет сомнения, что будет получено описание спектров протонов, но это отдельная самостоятельная работа. Отметим только, что согласно [37] при распадах многонуклонных конфигураций доминирует канал безмезонного распада. Аналогичное получается и в рамках кварк-глюонного подхода. Поэтому исследование в основном, "жестких" кумулятивных протонов может пролить свет на роль многонуклонных конфигураций в ядрах.

Авторы благодарны А.Г. Литвиненко и В.К. Бондареву за интерес к работе. Один из авторов (В.В.У.) благодарит РФФИ за частичную материальную поддержку (грант № 00-01-00307).

## Литература

- [1] А.М.Балдин// ЭЧАЯ, 1977, т. 8, в. 3, с. 429.
- [2] В.С.Ставинский// ЭЧАЯ, 1979, т. 10, в. 5, с. 949.
- [3] В.К.Бондарев// ЭЧАЯ, 1997, т. 28, в. 1, с. 13.
- [4] М.И.Стрикман, Л.Л.Франкфурт// ЭЧАЯ, 1980, т. 11, в. 3, с. 571;  
L.L.Frankfurt, M.I.Strikman// Phys. Rep., 1981, v. 76, p. 215;  
1988, v. 160, p. 235.
- [5] В.К.Лукьянов, А.И.Титов// ЭЧАЯ, 1979, т. 10, в. 4, с. 815.
- [6] В.З.Корелиович, Ф.Нидермайер// Phys. Lett., 1981, v. B117, p. 101;  
Б.З.Копелиович, Ф.Нидермайер// ЯФ, 1984, т. 39, с. 606;  
Б.З.Копелиович, Ф.Нидермайер// ЖЭТФ, 1984, т. 87, с. 1121.
- [7] В.В.Корелиович//Phys. Rept., 1986, v. 139, p. 51.
- [8] M.I.Gorenstain, G.M.Zinovjev, V.P.Shelest// Phys. Lett. B, 1977, v. 67, p. 100;  
М.И.Горенштейн, Г.М.Зиновьев, В.П.Шелест// ЯФ, 1977, т. 26, с. 788.
- [9] И.Г.Богацкая и др.// ЯФ, 1978, т. 27, с. 856;  
I.G.Bogatskaya et al.// Phys. Rev., 1980, v. C22, p. 209.
- [10] В.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин// Phys. Scripta, 1990, v. 42, p. 393;  
В.Н.Калинкин, Ю.Ф.Гагарин// Phys. Scripta, 1998, v. 57, p. 621.
- [11] W.Czyz, L.C.Maximon// Ann. of Phys. (N.Y.), 1969, v. 52, p. 59.
- [12] S.Yu. Shmakov, V.V. Uzhinski, A.M. Zadorojny// Comp. Phys. Commun., 1989, v. 54, p. 125.
- [13] В.Andersson et al.// Nucl. Phys. B, 1987, v. 281, p. 289;  
В.Nilsson-Almquist, E.Stenlund// Comp. Phys. Commun., 1987, v. 43, p. 387.
- [14] H. Sorge, H. Stöcker, W. Greiner// Ann. Phys. (N.Y.), 1989, v. 192, p. 266; Nucl. Phys., 1989, v. A498, p. 567c.

- [15] H. Sorge, A. v. Keitz, R. Mattiello, H. Stöcker, W. Greiner// Zeit. fur Phys., v. **C47**, p. 629.
- [16] H. Sorge// Phys. Rev., 1995, v. **C52**, p. 3291;  
G.Q. Li, C.M. Ko, G.E. Brown, H. Sorge// Nucl. Phys., 1996, v. **A611**, p. 539;  
R. Mattiello, H. Sorge, H. Stocker, W. Greiner// Phys. Rev., 1997, v. **C55**, p. 1443.
- [17] K.Werner// Phys. Rep., 1993, v. **232**, p. 87.
- [18] А.С.Галоян, В.В.Ужинский// "Рождение кумулятивных частиц в модели FRITIOF", Кр. сообщ. ОИЯИ, 1999, N **2[94]-99**, с 30.
- [19] M.I.Adamovich et al. (EMU-01 Collaboration)// Zeit. fur Phys., 1997, v. **A358**, p. 337.
- [20] Б.Ганхуяг, В.В.Ужинский. Сообщение ОИЯИ **P1-97-315**, Дубна, 1997; Сообщение ОИЯИ **P2-97-397**, Дубна, 1997.
- [21] V.V.Uzhinskii. JINR Preprint **E2-96-192**, Dubna, 1996.
- [22] Kh.El-Waged, V.V.Uzhinskii// ЯФ, 1997, т. **60**, с. 925.
- [23] Weisskopf V.// Phys. Rev., 1937, v. 52, p. 295.
- [24] Барашенков В.С., Тонеев В.Д.// "Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами", М.; Атомиздат, 1972.
- [25] Г.Н.Агакишиев и др.// ЯФ, 1992, т. **55**, вып. 3, с. 736.
- [26] V.Flaminiio et al.// "Compilation of Cross-Sections III:  $p$  and  $\bar{p}$  induced reactions", CERN-HERA **84-01**, 1984.
- [27] В.В.Ужинский, С.Ю.Шмаков// ЯФ, 1994, т. **57**, вып. 8, с. 1532.
- [28] А.И.Бондаренко, Р.А.Бондаренко, А.С.Галоян и др. Препр. ОИЯИ **P1-2000-138**, Дубна, 2000 (будет опубликовано в "ЯФ", № 11, 2001).
- [29] Ю.С.Анисимов и др.// ЯФ, 1997, т. **60**, с. 1070.
- [30] А.М.Балдин и др. Сообщение ОИЯИ **1-82-28**, Дубна, 1982.

- [31] G.D.Alkhasov et al.// Nucl. Phys., 1977, v. **A280**, p. 365;  
В.С.Барашенков, Ж.Ж.Мусульманбеков. Препринт ОИЯИ  
**P2-11453**, Дубна, 1978; Acta Phys. Pol., 1979, v. **B10**, p. 373.
- [32] С.Бацкович и др.// ЯФ, 1993, т. **56**, вып. 4, с. 211.
- [33] Р.Н.Бекмирзаев и др.// ЯФ, 1989, т. **49**, с. 488.
- [34] Р.Н.Бекмирзаев и др.// ЯФ, 1995, т. **58**, с. 1822.
- [35] И.М.Беляев и др.// ЯФ, 1993, т. **56**, вып. 10, с. 135.
- [36] N.A.Nikiforov et al.// Phys. Rev., 1980, v. **C22**, p. 700.  
Yu.D.Bayukov et al.// Phys. Rev., 1979, v. **C20**, p. 764.
- [37] V.I.Komarov, H.Müller, S.Tesch// Fortschr. der Phys., 1985,  
v. **33**, p. 595.
- [38] А.В.Ефремов, А.Б.Кайдалов, Г.И.Лыкасов, Н.В.Славин// ЯФ,  
1994, т. **57**, с. 874.

---

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 апреля 2000 года.

Галоян А.С., Мелкумов Г.Л., Ужинский В.В.

P2-2001-69

Анализ рождения заряженных частиц

в ядро-ядерных взаимодействиях вблизи и за кинематической границей свободных  $NN$ -соударений в рамках модели FRITIOF

Рассматривается рождение заряженных частиц ( $\pi^\pm$ -мезонов и протонов) в ядро-ядерных взаимодействиях при энергиях 3,3–3,7 ГэВ/нуклон. Показано, что модель FRITIOF, адаптированная к умеренно высоким энергиям, удовлетворительно воспроизводит энергетические спектры мезонов, вылетающих в заднюю полусферу в лабораторной системе, и их зависимость от масс сталкивающихся ядер. Модель FRITIOF, дополненная реджеонной моделью разрушения ядер, позволяет описать «мягкую» часть спектров протонов, вылетающих назад. Для описания «жесткой» части необходимо привлечь другие подходы.

Работа выполнена в Лаборатории информационных технологий и в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

Перевод авторов

Galoyan A.S., Melkumov G.L., Uzhinskii V.V.

P2-2001-69

Analysis of Charged Particle Production

in Nucleus-Nucleus Interactions up to and out of Kinematical Limit of Free  $NN$ -Collisions in the Frame of FRITIOF Model

Charged particle production ( $\pi^\pm$ -mesons and protons) in nucleus-nucleus interactions at the energy of 3.3–3.7 GeV/nucleon is considered. It is shown that the FRITIOF model adapted to moderate high energies reproduces the energy spectra of the mesons emitted into backward semisphere in the laboratory system, and their dependence on masses of the colliding nucleus. The FRITIOF model enlarged by the reggeon theory inspired model of nuclear destructure allows one to describe soft part of spectra of the backward flying protons. For a description of the hard part of the spectra it is needed to attract another approaches.

The investigation has been performed at the Laboratory of Information Technologies and at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 15.06.2001  
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 1,67  
Тираж 425. Заказ 52716. Цена 2 р.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области