

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



11802

Экз чит зал
Р2 11802

Б.Н.Калинкин, А.В.Чербу, В.Л.Шмонин

О ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ
ХАРАКТЕРИСТИКАХ
КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

1978

P2 - 11802

Б.Н.Калинкин, А.В.Чербу, В.Л.Шмонин

О ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ
ХАРАКТЕРИСТИКАХ
КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

Направлено в "Acta Physica Polonica"



Калинкин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л.

P2 - 11802

О пространственно-временных характеристиках кумулятивных процессов

На основе анализа данных о рождении кумулятивных мезонов и гиперонов, а также образования частиц с большими поперечными импульсами на ядрах исследована зависимость от энергии параметров, определяющих пространственно-временное развитие кумулятивных процессов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L.

P2 - 11802

On the Space-Time Characteristics of the Cumulative Processes

Based on the analysis of the data on the production of cumulative mesons and hyperons and on the production of particles with large transverse momenta on nuclei, we have studied the dependence on the energy of parameters determining the space-time development of cumulative processes.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

Здесь мы продолжим построение модели кумулятивных процессов, сформулированной нами в работах ^{/1-3/}, и анализ ее возможностей. В ее основу положена пространственно-временная схема, которую можно эффективно описать механизмом "собирания" в ядре n нуклонов налетающим адроном в последовательных актах столкновения с коэффициентом неупругости $K \approx 1$ и сечением $\sigma \ll \sigma_{np}^{in}$. При этом учитывается возможность распада промежуточной системы, т.е. выхода ее из кумулятивного, "собирающего", канала на каждом этапе процесса. Таким образом, согласно модели процесс развивается в пределах определенного пространственно-временного интервала.

На первом этапе ^{/1/} для описания инклюзивного спектра распадающейся системы нами использовался принцип масштабной инвариантности /впервые примененный для этой цели в работе ^{/4/} /.

Однако в последнее время ^{/5/} мы пришли к выводу, что возможности модели значительно расширятся, если при описании инклюзивного спектра использовать более общую гипотезу. Согласно этой гипотезе инвариантные инклюзивные сечения образования частиц в коллективных взаимодействиях приблизительно идентичны тем же сечениям в элементарном акте при той же самой массе промежуточной системы. Такая формулировка модели позволила перейти к анализу более широкого класса кумулятивных процессов /как по энергии первичной частицы, так и по сорту рожденных частиц/, в частности и таких, в которых принцип масштабной инвариантности заведомо нарушен /подробнее см. в ^{/6/} /.

В результате круг экспериментов, на сопоставление с которыми может претендовать модель, оказался достаточным для исследования зависимости от энергии параметров, определяющих пространственно-временное развитие кумулятивных процессов. Обсуждению этого вопроса посвящена данная работа.

2. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА "СОБИРАНИЯ"

Приведем в сжатом виде основные пункты модели /1/ в новой версии /5/. Инвариантное сечение рождения частицы сорта "i" определяется выражением

$$R_A^{(i)}(s_0, x, p_{\perp}) = \sum_{n=\min} W_A^{(n)} \cdot \frac{1}{\sigma_{NN}^{in}} F_i^{(0)}(s_n, x_n, p_{\perp}) \quad /1/$$

В /1/ $F_i^{(0)}(s_n, x_n, p_{\perp})$ - инвариантное сечение рождения частицы сорта "i" в NN-столкновении; $x_n = p_{\parallel(i)} / p_{\parallel(i)}^{max}(n)$

и $p_{\parallel(i)}^{max}(n)$ - максимальное значение продольного импульса частицы "i" при заданном значении ее p_{\perp} .

Далее:

$$s_n = 2nm E_p^{in} + (n^2 + 1)m^2 \quad /2/$$

n - число "собранных" нуклонов ядра. Таким образом, если первичная энергия равна E_p^{in} , то в кумулятивном процессе n -го порядка используется функция $F_i^{(0)}$, измеренная в pp-столкновении при энергии

$$E_{pp} = \frac{1}{2m} [(n^2 + 1)m^2 + 2nm E_{pp}^{in}] - m \quad /3/$$

Величины $W_A^{(n)}$ - сечения сборки системы, включающей n нуклонов ядра-мишени с массовым числом A /1/, - равны

$$W_A^{(n)} = 2\pi \int_0^R b db \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} w_1(z_1) dz_1 \dots \int_{z_{n-1}}^{z_{\max}} w_n(z_n) dz_n \quad /4/$$

где b - прицельный параметр,

$$z_{\min} = -\sqrt{R^2 - b^2} \leq z_1 \leq z_2 \dots \leq z_n \leq z_{\max} = \sqrt{R^2 - b^2} \quad /5/$$

$R = r_0 A^{1/3}$ - радиус ядра, $r_0 = 1,2$ Фм. В /4/ $w_n(z)$ учитывает как вероятность взаимодействия промежуточной компаунд-системы в точке z , так и вероятность ее распада:

$$w_n(z_n) = \sigma \rho \cdot \exp[-\sigma \rho (z_n - z_{n-1})] \cdot \exp\left[-\frac{(z_n - z_{n-1})}{\bar{\tau}_0 c \sqrt{\gamma_{n-1}^2 - 1}}\right] \quad /6/$$

В /6/ ρ - ядерная плотность, σ - сечение захвата нуклона в компаунд-систему /параметр/, γ - лоренц-фактор этой системы, $\bar{\tau}_0$ - ее время жизни, определяемое соотношением

$$\bar{\tau}_0 = \tau_0 (s_{n-1})^{-1/2} /c \quad /7/$$

/ τ_0 - второй параметр модели/. Зависимость /7/ подсказана соотношением неопределенности и наблюдаемой общей тенденцией изменения времени жизни резонансов с ростом их массы. Анализ пинообразования при начальной энергии $E_p^{in} = 8,4$ ГэВ показывает, что зависимость /7/ "работает" вплоть до 5-го порядка кумуляции. По данным, относящимся к довольно узкому интервалу начальных энергий $E_p^{in} \approx 6 \div 8$ ГэВ, были установлены значения основных параметров модели /1/:

$$\sigma \approx 8 \text{ мб}; \quad \tau_0 \approx 5 \text{ ГэВ} \cdot \text{с.сек.} \quad /8/$$

Если бы эти параметры не зависели от первичной энергии, то поведение сечения "сборки" и времени жизни компаунд-системы по отношению к испусканию кумулятивной частицы /во втором порядке кумуляции/ могло бы быть представлено линиями, изображенными на рис. 1а, б пунктиром.

Теперь попытаемся выяснить, остаются ли стабильными параметры /8/ в широком интервале энергии.

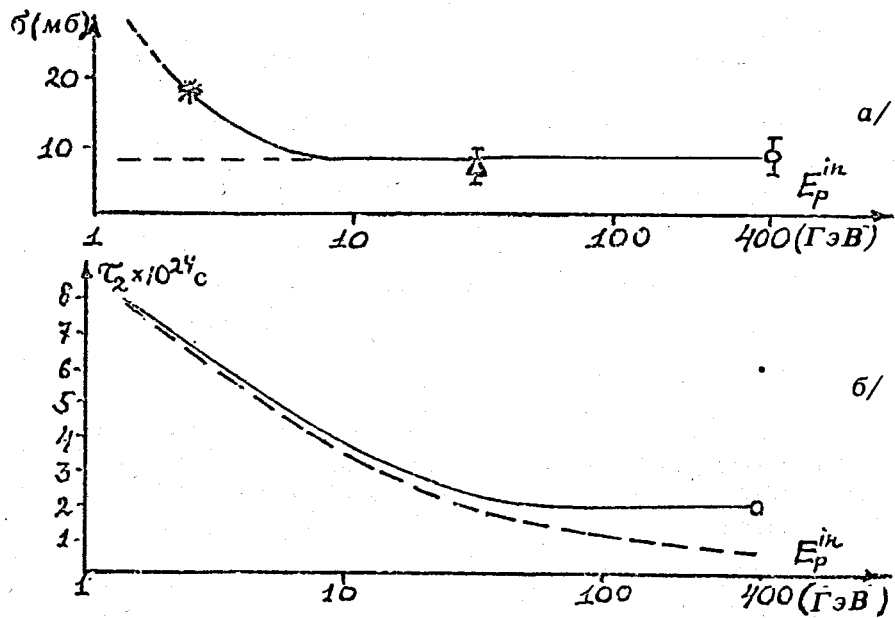


Рис. 1. Зависимость сечения образования компаунд-системы /а/ и времени ее жизни /б/ от энергии в пр-столкновении.

3. АНАЛИЗ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ ОТ НАЧАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ

Для этой цели используем три группы экспериментальных данных.

А. Выбивание кумулятивных Λ_0 -частиц в заднюю полусферу

Изучение процесса $\pi + A \rightarrow \Lambda + X$ при $E_\pi = 2,9$ ГэВ и $A = /57\% \text{Xe} + 43\% \text{C}_3\text{H}_8/$ было выполнено в работе /7а/. Зависимость $R_{\Lambda_0}(T_{\Lambda_0})$ представлена на рис. 2а. Угловая зависимость в задней полусфере может быть извлечена из работы /5/. Она представлена на рис. 2б/и является, разумеется, весьма грубой/. Полное сечение вы-

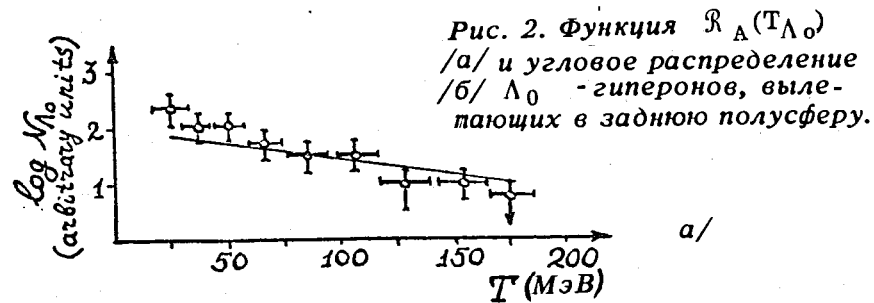
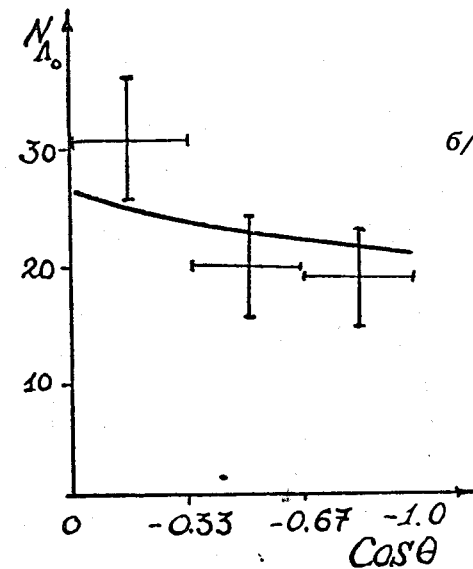


Рис. 2. Функция $R_{\Lambda}(T_{\Lambda_0})$ /а/ и угловое распределение /б/ Λ_0 -гиперонов, вылетающих в заднюю полусферу.



бивания Λ_0 -гиперонов в заднюю полусферу оказалось равным

$$\sigma_{\theta > 90^\circ} = 0,59 \pm 0,15 \text{ мб.} \quad /9/$$

Для расчета приведенных характеристик в качестве функции $F_{\Lambda_0}^{(0)}(x, p_\perp)$ нами использовалось выражение, форма которого подсказана работой /8/:

$$F_{\Lambda_0}^{(0)}(x, p_\perp) = 0,13 \frac{5 \cdot \exp(0,7|x|)}{5 + \exp\left[\frac{|x|-0,38}{0,26} - \frac{|x|-0,38}{||x|-0,38|}\right]} \exp[-8,7(M_{\Lambda_0} - m_{\Lambda_0})], \quad /10/$$

где $M_{\Lambda_0} = \sqrt{m_{\Lambda_0}^2 + p_{\perp}^2}$, а m - масса Λ_0 -гиперона. Эта функция удовлетворительно описывает данные /76/ в πp -взаимодействиях при энергиях, приближенно удовлетворяющих условию /3/.

Результаты расчета $\mathcal{R}(T_{\Lambda_0})$ и формы углового распределения, выполненные согласно /1/ при значениях параметров /8/, представлены на рис. 2а, б. Правильный порядок величины получен и для сечения:

$$\sigma_{\Lambda_0, \theta > 90^\circ} \approx 0,20 \text{ мб.} \quad /11/$$

Однако, поскольку /11/ в 2-3 раза меньше, чем /9/, следует полагать, что при переходе в область энергий $\sim 3 \text{ ГэВ}$ хотя бы один из параметров /8/ изменяет свое значение. Скорее всего, изменяется сечение σ . Действительно, из рассмотрения упругого pp -рассеяния, упругого pd -рассеяния назад, сечения аннигиляции в системе pp /9/ можно заключить, что сечение образования компонд-системы в рассматриваемой области энергий может расти с уменьшением энергии столкновения.

Подбирая значение σ таким образом, чтобы получить для $\sigma_{\Lambda_0, \theta > 90^\circ}$ величину /9/, получаем

$$\sigma / 2,9 \text{ ГэВ} / \approx 16 \text{ мб.} \quad /12/$$

Эта точка изображена на рис. 1а звездочкой.

Б. Кумулятивные π -мезоны в $pA \rightarrow \pi + X$ процессе

Другая группа экспериментов, в своем большинстве относящихся к сравнительно низким энергиям, представлена на рис. 3 данными о поведении величины $\eta_{\kappa}(E) =$

$= \left[\frac{1}{A} \mathcal{R}_{\Lambda}^{(\pi)}(E_p^{\text{in}}) \right]_{\kappa = \text{const}}$ при взаимодействии протонов с ядрами ^{12}C , ^{27}Al и ^{64}Cu /10/, $\kappa = T(\pi) / T_{\text{NN, max}}(\pi)$, $T_{\text{NN, max}}(\pi)$ - максимальная энергия π -мезона, рожденного в pp -взаимодействии.

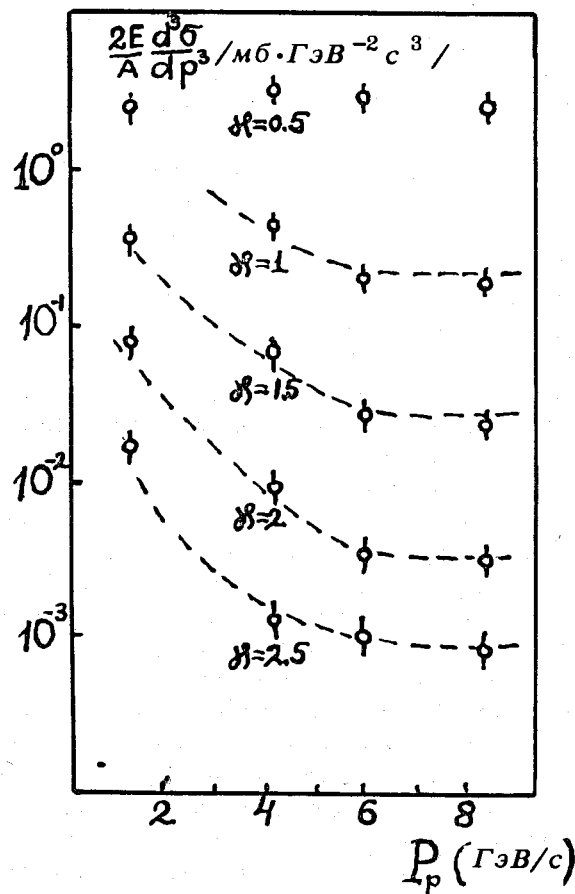


Рис. 3. Функция $\mathcal{R}_{\Lambda}^{(\pi)}$ для ^{12}C , нормированная на атомный вес ядра-мишени, в зависимости от импульса налетающего протона. Кривые проведены по точкам /10/.

Вычисляя указанную величину по модели и подбирая σ таким образом, чтобы при каждом значении $E_p^{\text{in}} \leq 6 \text{ ГэВ}$ отношение $\eta_{\kappa}(E) / \eta_{\kappa}(8,4 \text{ ГэВ})$ совпадало с экспериментальным своим значением, получим функцию $\sigma(E_p^{\text{in}})$. В принципе такая процедура могла привести к различным зависимостям $\sigma(E_p^{\text{in}})$ для разных значений κ . Однако расчет, выполненный для $\kappa = 1,0; 1,5; 2,0$, дал практи-

чески одну и ту же зависимость $\sigma(E)$, которая изображена на рис. 1а сплошной линией.

Полученные результаты основаны на предположении, что механизм собирания играет основную роль в рождении кумулятивных π -мезонов и Λ_0 -гиперонов. Справедливость этого предположения подтверждается

- согласованностью результатов независимых подгонок $\sigma(E)$ для π -мезонов разного порядка кумулятивности;

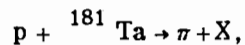
- совпадением результатов определения $\sigma(E)$ по кумулятивным π -мезонам и Λ_0 -гиперонам.

Заметим также, что наличие поляризации у кумулятивных Λ_0 -гиперонов не является основанием считать ответственным за их образование механизм перерассеяния /11/.

Как видно из рис. 1а,б, при энергии T_p^{in} порядка несколько сот МэВ - 1 ГэВ сечение образования компаунд-системы приближается к полному сечению, а время ее существования составляет $7 \div 8 \cdot 10^{-24}$ с. Если это так, то мы вынуждены сделать весьма важный вывод: образование компаунд-системы становится не редким, а доминирующим явлением. При этом длина ее пробега до распада в лабораторной системе - порядка $3 \div 4$ Фм, т.е. превышает межнуклонные расстояния в ядре.

Значит, привычное представление о движении нуклона в ядре как о совокупности последовательных, независимых нуклон-нуклонных столкновений даже при таких энергиях становится совершенно неочевидным. Следовательно, применимость каскадной схемы для описания движения в ядре и нуклонов отдачи, образованных релятивистской частицей, вызывает серьезные сомнения. Усложняется также вопрос и о возможности использования модели Глаубера для некогерентных процессов.

Представляет интерес получить оценку величины σ и по данным работы /12/, выполненной при существенно большей энергии для реакции



$$E_p^{in} = 28,5 \text{ ГэВ}.$$

/13/

Измерялась величина /см. рис. 4/

$$R_{\text{Ta}}^{(\pi)}(T, \theta \approx 180^\circ) = \int_T^{T_{\text{max}}} E (d^3\sigma/dp^3) dT.$$

На рис. 4 область значений T_π , соответствующих кумулятивному процессу, отмечена штриховкой у оси абсцисс. Видно, что данные работы /12/ довольно неточны. Однако

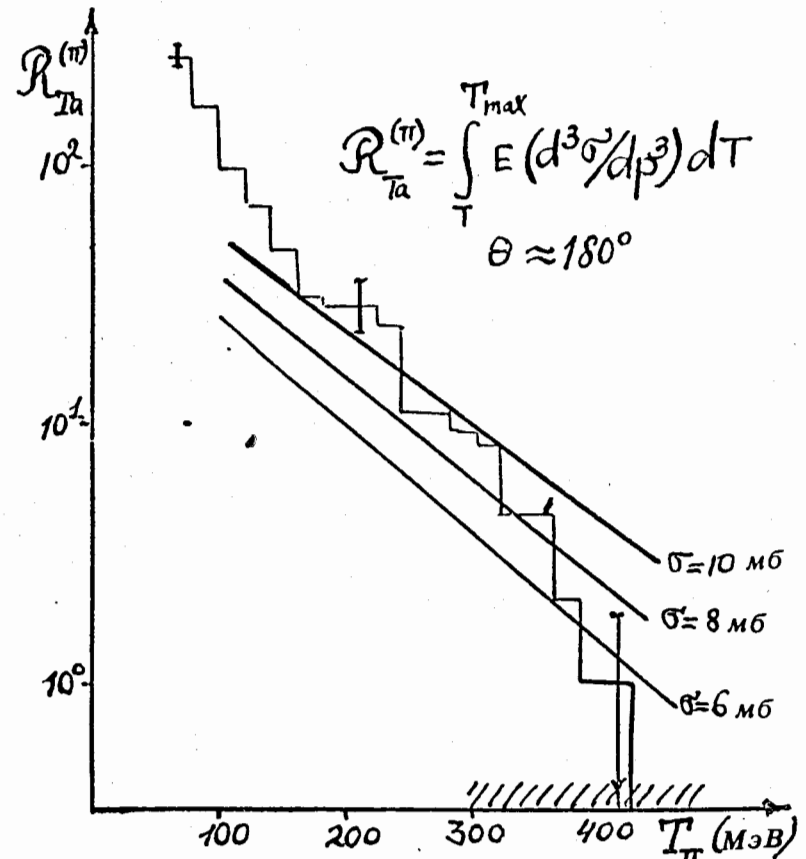


Рис. 4. Функция $R_{\text{Ta}}^{(\pi)}(T, \theta \approx 180^\circ)$ для реакции $p + \text{Ta} \rightarrow \pi + X$, $E_p^{in} = 28,5 \text{ ГэВ}$.

они все же позволяют приближенно оценить σ . Расчетные кривые даны для трех значений сечения: $\sigma = 10, 8$ и 6 мб. Видно, что эта величина находится в пределах $6 \text{ мб} \leq \sigma \leq 10 \text{ мб}$. На рис. 1а она обозначена треугольником.

В. Рождение частиц с большими p_{\perp} при высоких энергиях

В работе /13/ был получен большой объем информации о поведении инвариантных сечений частиц с большими p_{\perp} , рожденных в столкновении протонов с ядрами Ве, Тi и W при $E_p = 200, 300, 400$ ГэВ. В дальнейшем эти данные были уточнены /13а/. Близость А-зависимостей выхода таких частиц и кумулятивных π -мезонов дает основание считать, что и в этом случае велик вклад коллективного механизма взаимодействия /несмотря на то, что эта область значений p_{\perp} не запрещена и по кинематике pp-столкновения/. К такому же выводу приходят и авторы /13,13а/. Эксперимент /13,13а/ дает пока уникальную возможность извлечь информацию о величине пространственно-временного интервала для коллективного взаимодействия адронов при таких высоких энергиях.

Для анализа была использована информация о функции $F^{(0)}(s_{\perp}, x_{\perp})$, $x_{\perp} = p_{\perp} / 2\sqrt{s}$, имеющаяся в работе /13а/. Поскольку инвариантное сечение в рассматриваемом интервале уменьшается на много порядков, для выделения коллективного механизма удобно рассматривать отношение

$$f(p_{\perp}) = \left(\frac{\sigma_{pp}^{in}}{\sigma_{pA}^{in}} \right) \left[\frac{E \frac{d^3\sigma}{\phi^3 p_A}}{\left(E \frac{d^3\sigma}{\phi^3 p_p} \right)} \right] \quad /14/$$

Для еще большей наглядности $f(p_{\perp})$ в /14/ нормирована на единицу при $p_{\perp} = 0,76$ ГэВ/с - на нижней границе исследованной области. На рис. 5 приведены экспериментальные данные для функции /14/ при $E_p^{in} = 400$ ГэВ. Видно, что при больших p_{\perp} $f(p_{\perp}) \approx 2$, т.е. роль коллективных эффектов весьма заметна. Кривые - расчет по нашей модели с параметрами:

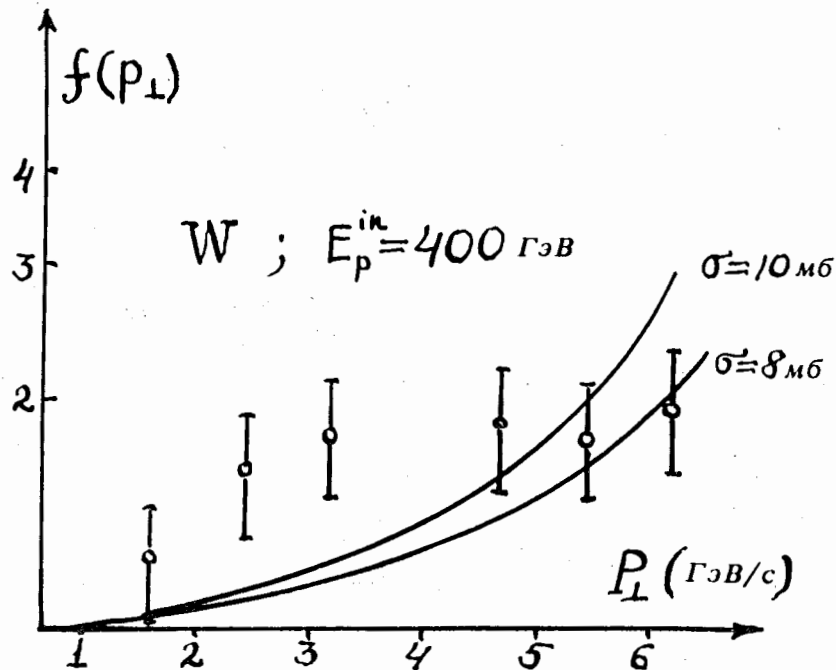


Рис. 5. Зависимость $f(p_{\perp})$ в /14/ при $E_p^{in} = 400$ ГэВ.

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= 8 \text{ мб}; & \tau_0 &= 15 \text{ ГэВ с.с.}; \\ \sigma_2 &= 10 \text{ мб}; & \tau_0 &= 15 \text{ ГэВ с.с.} \end{aligned} \quad /15/$$

Итак, быстрое падение σ в области нескольких ГэВ прекращается при $E_p \approx 6-8$ ГэВ и далее, вплоть до 400 ГэВ, остается практически постоянным /кружок на рис. 1а/.

Результат /15/ указывает также и на наличие отклонения от зависимости /7/ для времени выживания компаунд-системы. Мы полагаем, что этот результат является вполне естественным. В самом деле, зависимость /7/ предполагает уменьшение времени τ с ростом массы компаунд-системы. При относительно небольших энергиях

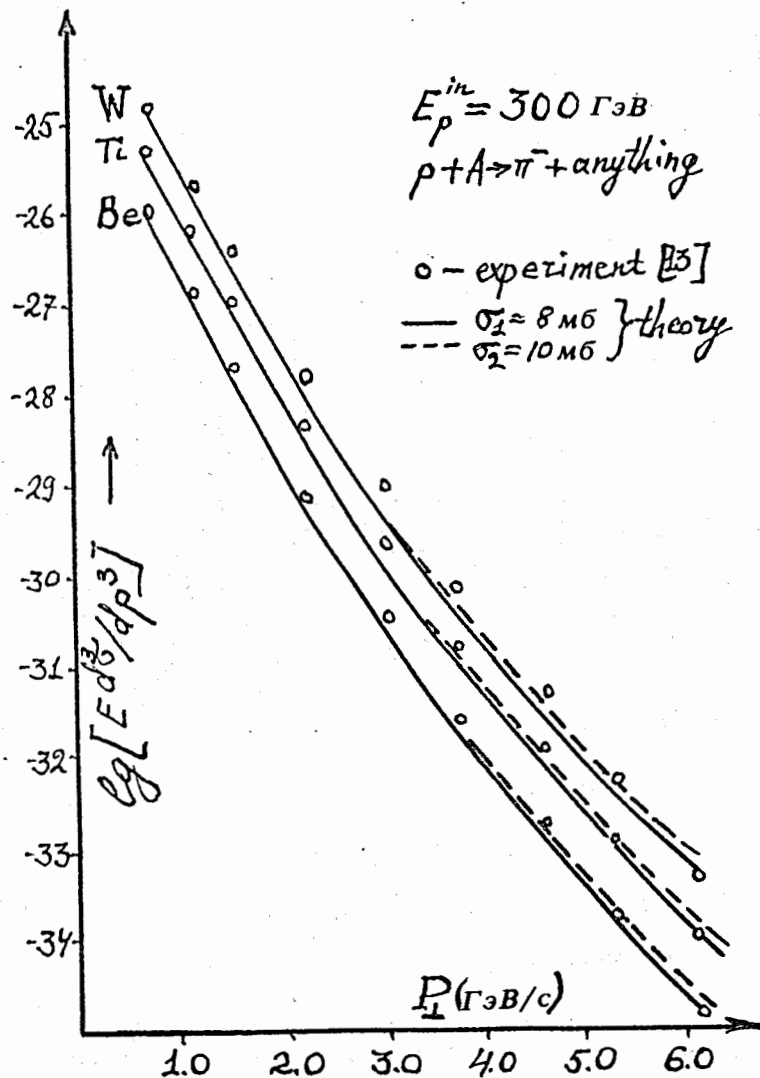


Рис. 6. Функция $R_A(p_{\perp})$ для π^- -мезонов; $E_p^{in} = 300 \text{ ГэВ}$.

E_p^{in} она приемлема. Однако в пределе при переходе к очень высоким энергиям согласно /7/ γ стремится к нулю. С физической точки зрения этот предел нереален, так как

время выживания не меньше времени перестройки компаунд-системы перед испусканием частицы, которое не должно быть меньше некоторого минимального значения. Последнее, будучи умноженным на скорость света "с", должно давать размер порядка размера адрона. И, действительно, из рис. 16 имеем t_{min} и далее

$$\langle \tau \rangle = t_{min} \cdot c \approx 2 \cdot 10^{-24} \text{ с} \cdot 3 \cdot 10^{23} \text{ Фм/с} \approx 0,6 \text{ Фм. /16/}$$

т.е. $\langle \tau \rangle$ совпадает по масштабу с размерами адронов, а следовательно, и с размерами компаунд-системы, образованной при перекрытии их объемов.

На рис. 6 приведены экспериментальные и теоретические данные для инвариантных инклюзивных сечений рождения π^- -мезонов протонами с $E_p^{in} = 300 \text{ ГэВ}$ на ядрах Be, Ti и W.

Заметим, что поскольку кинематически возможен и вклад NN-взаимодействия /т.е. "первый порядок кумуляции"/, то в /1/ мы полагали $W_A^{(n=1)} \approx \sigma_{pA}^{in}$. Используя данные для σ_{pA}^{in} в /14/, можно получить для $R_A^{(\pi)}$ ($p_{\perp} = 0,76 \text{ ГэВ/с}$), т.е. в точке, где вклад от NN-столкновения является главным, значения, отличающиеся от экспериментальных всего на 20-30%. Однако σ_{pA}^{in} известны недостаточно точно. Поэтому мы нормировали кривые $R_A^{(\pi)}$ в точке $p_{\perp} = 0,76 \text{ ГэВ/с}$ к эксперименту, т.е. максимальная величина возможного произвола в нормировке составляет 20-30%.

В области больших значений $p_{\perp} / p_{\perp} > 4 \text{ ГэВ/с}$, где определенную роль играет описанный выше кумулятивный механизм, показатель a в параметризации A-зависимости с помощью функции A^a находится в интервале $1,0 \leq a \leq 1,17$, что определяется выбором для сравнения конкретной пары ядер и значением $\sigma / \sigma = 8 \text{ мб}$ или $\sigma = 10 \text{ мб}$. Этот результат не противоречит эксперименту /13, 13a/.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы полагаем, что проведенный в данной работе анализ позволяет сделать достаточно важные и интересные выводы.

1. Модель собирания /1/ в новой обобщенной формулировке /5/, основанной на гипотезе об идентичности инклюзивных спектров, способна описывать процессы коллективного взаимодействия адронов в широком интервале значений /сотни МэВ - сотни ГэВ/.

2. Канал реакции в столкновении адронов, идущей через образование единой компаунд-системы, не вымирает с ростом энергии. Его сечение при $E_p^{in} \geq 6 \text{ ГэВ}$ приблизительно постоянно и находится на уровне $0,25 \cdot \sigma_{pp}^{in}$.

Приближенное совпадение этой величины с оценками сечения взаимодействия с нуклонами ядра "раздетой" в первом столкновении лидирующей системы /15/ позволяет предположить, что именно с таким сечением происходит взаимодействие кварковых компонент адронов, приводящее к их торможению и перестройке.

3. Проведенный анализ не противоречит положению о постоянстве времени жизни компаунд-системы и отсутствии его зависимости от энергии столкновения при достаточно высоких энергиях. Это означает постоянство длины взаимодействия адронов в системе центра масс для процессов кумулятивного типа.

Вывод не согласуется /по крайней мере для данного канала/ с предсказанием некоторых партонных схем /см., например, /16,17/ /, из которых следует увеличение продольных размеров области взаимодействия с ростом энергии сталкивающихся адронов. Если бы осуществлялась такая ситуация, то при достаточно высоких энергиях в адрон-ядерных взаимодействиях "работала" бы модель "когерентной" трубки. Однако в /18/ было показано, что эта модель находится в резком несоответствии с наиболее критичными для нее экспериментами. С этой точки зрения партонные представления, развитые в работах /19, 20/, предпочтительны.

4. С уменьшением энергии до величины 1 ГэВ канал образования компаунд-системы, вероятнее всего, становится доминирующим, а соответствующая ему длина неупругого взаимодействия превышает межнуклонные расстояния. Это дает повод сомневаться в обоснованности традиционного описания адрон-ядерного взаимодействия в этой области энергии, опирающегося на допущение о

независимом попарном перерасеянии нуклонов внутри ядра в процессе его разрушения.

Авторы признательны сотрудникам Лаборатории теоретической физики, принимавшим участие в обсуждении результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-10783, Дубна, 1977; *Acta Phys. Pol.*, 1978, В9, No. 5, p.375.
2. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-10784, Дубна, 1977; *Acta Phys. Pol.*, 1978, В9, p.385.
3. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-10785, Дубна, 1977; *Acta Phys. Pol.*, 1978, В9, No. 5, p.393.
4. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике. АН СССР, 1971, №1, с.35.
5. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-11621, Дубна, 1978.
6. Абрамов Б.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, с.403.
- 7а. Воробьев И.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, с.390.
- 7б. Алешин Ю.Д. ЯФ, 1974, 20, вып. 5, с.937.
8. Boggild H. e.d. *Nucl. Phys.*, 1973, В57, p.77.
9. Simak V. В кн.: Международный семинар по глубоко-неупругим и множественным процессам при высоких энергиях. ОИЯИ, Д1,2-7411, Дубна, 1973, с.352.
10. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 1-8249, Дубна, 1974.
11. Efremov A. V. *JINR*, E2-11244, DUBNA, 1978;
12. Глаголев В.В. и др. ОИЯИ, P1-8666, Дубна, 1975.
12. Hayashino T. e.a. *Lett. Nuovo Cim.*, 1976, 16, No.3, p.71.
13. Cronin J.W. *Phys.Rev.*, 1975, D11, p.3105.
- 13а. Antreasyan D. e.a. *Phys.Rev.Lett.*, 1977, 38, No.3, pp.112,115; Kluberg L. e.a. *Phys.Rev.Lett.*, 1977, 38, No. 13, p.670.
14. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие частиц высоких энергий с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
15. Калинин Б.Н. и др. ОИЯИ, P2-8760, Дубна, 1975; ЯФ, 1976, 23, с.1064; Часников И.Я. ОИЯИ, P-10616, Дубна, 1977; Мурзин В.С., Сарычева Л.И. ЯФ, 1976, 23, с.382.

16. Иоффе Б.Л. Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, с.360.
17. Канчели О.В., Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, с.491.
18. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, Р2-11622, Дубна, 1978.
19. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. "Мир", М., 1975.
20. Грибов В.Н. Материалы VIII школы ЛИЯФ, Ленинград, 1973, II, с.5.

*Рукопись поступила в издательский отдел
26 июля 1978 года.*