

♀  
сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

1140 / 2-81

9/III-81

P2-80-767

В.С.Ставинский

МАСШТАБНАЯ ПЕРЕМЕННАЯ  
КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

1980

Для описания экспериментальных данных по точечноподобному взаимодействию адронов используется структурная функция - функция распределения по импульсу конstituентов /кварков валентных и морских, глюонов/. В системе координат, где частица быстро движется, структурная функция равна вероятности того, что конstituент имеет импульс  $X_P$ , где  $P$  - импульс частицы, а

$$0 \leq X \leq 1.$$

В настоящей работе это распределение отождествляется с распределением по массе фрагментирующей мишени в лабораторной системе с аргументом  $X_A m / m$  - масса нуклона/. Поскольку мы будем рассматривать не только нуклоны, но и ядра, величина  $X$  изменяется в пределах

$$0 \leq X_A \leq A.$$

Условием  $X_A > 1$ , по определению, выделяется область кумулятивного рождения частиц<sup>/1/</sup>.

Сначала рассмотрим глубоконеупругий процесс рассеяния лептона на ядре: лептон с энергией  $E_0$  рассеивается на мишени  $X_A m$ . Его энергия и угол вылета после рассеяния  $E$  и  $\Theta$ :

$$e_0 + X_A m \rightarrow e + [X_A m + m_2], \quad /a/$$

где  $m_2$  - произвольная добавка к массе мишени, характеризующая рождение новых адронов.

Решая схему уравнений закона сохранения энергии и импульса относительно  $X_A$ , получим

$$X_A = \frac{2(E_0 E - P_0 P \cos \Theta) - [m_2^2 - 2m_e^2]}{2m(E_0 - E) - 2mm_2} \quad /1/$$

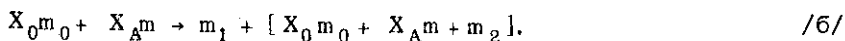
Из соотношения /1/ видно, что для  $q^2 \gg m_2^2$  величина  $X_A$  совпадает с масштабной переменной Бьеркеновского скейлинга. Для меньших энергий соотношение /1/ дает "Массовую" поправку к масштабной переменной.

Частицы "адронной струи" ( $X_A m + m_2$ ) есть фрагменты мишени,  $X_A m$  - фрагментирующая масса. При  $X_A > 1$  фрагментирующую массу называем кумулирующей массой, а сам процесс рождения частиц - кумуляцией, чтобы подчеркнуть точечноподобный<sup>/1/</sup>, локальный характер взаимодействия частицы  $X_A m$ . Кумулятивный эффект

или кумуляция ядер - это масштабно-инвариантный процесс рождения частиц при  $X_A > 1$ .

Рассмотрим теперь адронную кумулятивную реакцию: адрон ( $m_0$ ) с энергией ( $E_0$ ) взаимодействует с ядром  $\Delta$ , а фрагменты ( $m_1$ ) с энергией  $E_1$  регистрируются под углом  $\Theta_1$  /как правило,  $\Theta_1 > 90^\circ$  /.

В общем виде локальный процесс кумуляции можно, в первом приближении, описать бинарной реакцией<sup>/2/</sup>:



Как и в случае /а/, масса  $m_2$  характеризует множественное рождение частиц. Заметим, однако, что учет фрагментов частицы  $m_0$ , летящих в направлении движения снаряда ( $\Theta \sim 0^\circ$ ), дает небольшой положительный вклад в величину  $X_A$ :

$$\Delta(X_A) \approx \sum \frac{E_i - P_{iz}}{m}.$$

Минимально возможные величины  $X_0$  и  $X_A$  для наблюдаемой частицы  $m_1$  реализуются при минимальной массе  $m_2$ , которая определяется законами сохранения заряда, гиперзаряда и т.д.

В табл. 1 приведены значения масс  $m_2$  для разных наблюдаемых  $m_1$ .

Таблица 1

$m_1$	$\pi^0$	$K^-$	$\bar{p}$	$K^+$	$p$	$d$
$m_2$	0	$m_K$	$m$	$(m_\Delta - m)$	$(-m)$	$(-2m)$

Решая систему уравнений:

$$X_0 E_0 + X_A m = E_1 + E_M$$

$$X_0 \vec{P}_0 = \vec{P}_1 + \vec{P}_M$$

/где  $M = X_0 m_0 + X_A m + m_2$  / относительно  $X_A$ , получим

$$X_A m = \frac{E_0}{T_0} \frac{E_1 - \beta_0 P_{1z} + \Delta/E_0}{1 - \frac{E_1 + m_2}{X_0 T_0}}, \quad /2/$$

где

$$\Delta = m_0 m_2 - \frac{m_2^2 - m_1^2}{2X_0}, \quad /3/$$

$\beta_0$  - скорость частицы  $m_0$ ,  $P_{1z} = P_1 \cdot \cos \Theta_1$ .

Минимально возможное кумулятивное число, использованное ранее для анализа экспериментальных данных<sup>/3/</sup>, получим из соотношения /2/ при  $X_0 = 1$ :

$$Q = X_A (X_0 = 1). \quad /4/$$

Анализ экспериментальных данных<sup>/3/</sup>, где в качестве масштабной переменной использовалось кумулятивное число (Q), показал для малых значений поперечной составляющей импульса ( $\Theta_1 \approx 180^\circ$ ), что инклюзивные сечения генерации пионов и каонов равны при равных кумулятивных числах. Однако с ростом  $P_\perp$  /при равных Q/ сечения рождения пионов уменьшаются, причем при  $P_\perp \approx 0,5$  ГэВ/с - примерно в 2 раза. Такое уменьшение сечения не описывается "характерной" зависимостью адронных процессов от  $P_\perp$ :

$$f(P_\perp) = \frac{\exp(-10P_\perp^2) + 0,45 \exp\{-2,7P_\perp^2\}}{1,45}. \quad /5/$$

С другой стороны, равенство /4/ получено при сильном предположении  $X_0 = 1$ . Сейчас мы будем считать  $X_0$  свободным параметром и найдем его из экспериментальных данных. Из данных инклюзивных сечений для разных углов наблюдения  $\Theta$  и  $\Theta'$  находим такие значения  $P_{1z}$  и  $P'_{1z}$ , для которых сечения равны, и потребуем равенства величин  $X_A$  для этой пары:

$$\frac{E_1 - \beta_0 P_{1z} + \frac{\Delta}{E_0}}{1 - \frac{E_1 + m_2}{X_0 T_0}} = \frac{E'_1 - \beta_0 P'_{1z} + \frac{\Delta}{E_0}}{1 - \frac{E'_1 + m_2}{X_0 T_0}}. \quad /6/$$

Из соотношения /6/ найдем величину  $X_0 T_0$ :

$$X_0 T_0 = \frac{T_0}{E_0} \cdot \frac{m X_A}{\frac{\beta_0}{\beta} - 1}, \quad /7/$$

где

$$\beta = \frac{E_1 - E'_1}{P_{1z} - P'_{1z}} \quad /8/$$

- параметр, найденный из экспериментальных данных двух равных величин сечений для разных углов эмиссии  $\Theta$  и  $\Theta'$ .

Вопрос в следующем: можно ли описать всю совокупность экспериментальных данных для любого угла эмиссии  $\Theta^{(1)}/\Theta$ -зависимость/

и любой энергии частицы /Т-зависимость/, если "параметр"  $X_0 T_0$  брать из зависимости /7/.

Из соотношения /7/ следует, что величина  $X_0 T_0$  прямо пропорциональна аргументу  $X_A$ , а коэффициент пропорциональности определяется тем же параметром  $\beta$ , найденным из эксперимента.

Подставляя величину  $X_0 T_0$  /соотношение /7// в соотношение /2/, найдем явный вид аргумента  $X_A$ , выраженный через параметры наблюдаемой инклюзивной частицы и величину  $\beta$ :

$$m X_A = m X_A^{(0)} \left[ \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{E_0 \left( \frac{P_0}{\beta} - 1 \right) (m_2^2 - m_1^2)}{(m X_A^{(0)})^2}} \right]. \quad /9/$$

где

$$m X_A^{(0)} = \frac{P_0}{T_0} \left\{ \frac{E_1 + m_2}{\beta} - P_{1z} \right\} + m_2. \quad /10/$$

Параметр  $\beta$ , согласно выражению /8/, можно формально отождествить со скоростью "излучающего кластера". Скорость такого кластера равна

$$\beta = \frac{X_0 P_0}{X_0 E_0 + m X_A}.$$

С этой точки зрения рассмотрим более общий случай. Перед "высвечиванием" частицы кластер может взаимодействовать /слиться/ с некоторой "тормозящей" массой  $m N_T$  /вариант взаимодействия в конечном состоянии/. В этом случае скорость кластера уменьшится до величины:

$$\beta_T = \frac{X_0 P_0}{X_0 E_0 + m X_A + m N_T}.$$

которая может быть выражена через скорость  $\beta$ :

$$\beta_T = \frac{\beta}{1 + \frac{N_T}{X_A} \left( 1 - \frac{\beta}{\beta_0} \right)}. \quad /11/$$

Как будет видно из анализа экспериментальных данных, такое "торможение" наблюдается только для рождения барионных систем, т.е.  $|m_2| = |m_1|$ .

Соотношение /9/ теперь модифицируется:

$$m (X_A + X_T) = \frac{P_0}{T_0} \left\{ \frac{E_1 + m_2}{\beta_T} - P_{1z} \right\} - m_2. \quad /12/$$

Решая уравнение /12/ относительно  $X_A$ , получим:

$$X_A = X_A^{(1)} + \sqrt{(X_A^{(1)})^2 + \frac{P_0}{T_0} \frac{N_T}{m} \left(1 - \frac{\beta}{\beta_0}\right)},$$

/13/

где

$$X_A^{(1)} = \frac{P_0}{T_0} \left[ \frac{E_{1+m_2}}{\beta} - P_{1z} \right] - m_2 - mN_T$$

Важно подчеркнуть, что как параметр  $\beta$ , так и параметр  $\beta_T$  мы получаем из эксперимента. По характеру зависимости величин  $\frac{E-E'}{P_z-P_z'}$  от аргумента  $X_A$  получаем сведения о величине  $N_T$  "тормозящей массы", если она не равна нулю. Из соотношения /11/ видно, что параметр  $\beta_T$  обращается в нуль при  $X_A = 0$ , т.е. получаемая экспериментально сумма  $X_A + N_T$  /соотношение /12// дает параметр  $N_T$ , характеризующий взаимодействие в конечном состоянии.

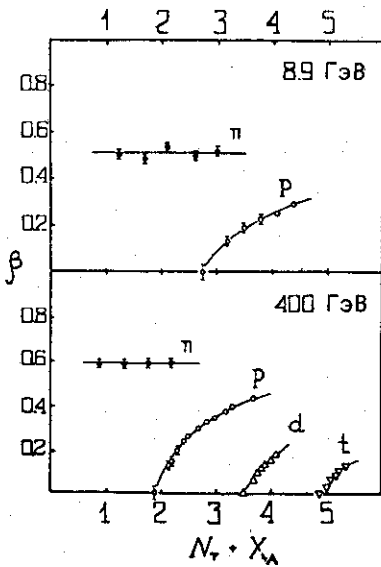


Рис.1

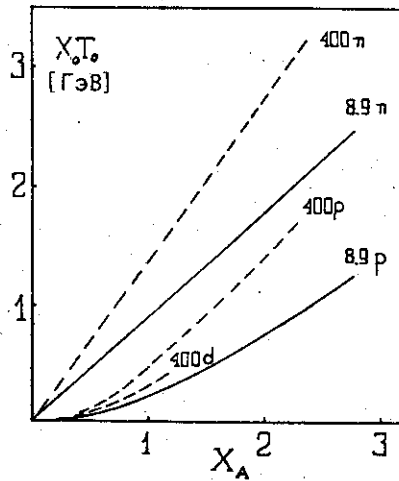


Рис.2

На рис.1 приведены значения параметра  $\beta_T$  в зависимости от суммы  $X_A + N_T$  для разных вторичных частиц и двух значений энергии бомбардирующих протонов 8,9<sup>4/</sup> и 400 ГэВ<sup>5,6/</sup>. Для энергии протонов 8,9 ГэВ использовались данные по инклюзивным

сечениям для углов эмиссии  $90^\circ$  и  $180^\circ$ . Для энергии протонов 400 ГэВ использовались данные для углов  $90^\circ$  и  $160^\circ$  для барионных систем,  $90^\circ$  и  $137^\circ$  - для пионов. Из рисунка видно, что есть качественная разница между процессом рождения мезонов и процессом образования барионных систем: протонов, дейтонов и ядер трития. Для процессов рождения мезонов "тормозящая масса" практически равна нулю, и  $\beta_T = \beta$ , а при образовании барионных систем наблюдается сильная зависимость  $\beta_T$  от величины  $X_A$  /энергия вторичных частиц/, так что скорость их возрастает с ростом энергии инклюзивной частицы согласно зависимости /11/. Тормозящая масса для образования протонов при первичной энергии 8,9 ГэВ - порядка трех нуклонных масс. Для протонов с энергией 400 ГэВ эта масса составляет около двух нуклонных масс и возрастает с массой фрагмента: 3,5 - для дейтонов и около 5 - для ядер трития. Таким образом, чем больше масса ядра-фрагмента, тем больше взаимодействие в конечном состоянии. Можно предположить следующую картину кумулятивного рождения. При взаимодействии снаряда с мишенью массы  $X_{A\pi}$  образуется заключенное в малом объеме фрагментирующее возбужденное адронное состояние, которое высвечивает пионы. Прилегающие к этому объему "холодные" нуклоны "выталкиваются" из ядра как фрагменты.

Из рис.1 видно, что значение параметра  $\beta$  возрастает с ростом первичной энергии от 0,52 при 8,9 ГэВ до 0,59 при 400 ГэВ.

Зная параметр  $\beta$ , можно вычислить /соотношение /7// энергию  $X_0T_0$  в зависимости от аргумента  $X_A$ . Результат расчета показан на рис.2, из которого видно, что энергия  $X_0T_0$  составляет небольшую долю первичной энергии, особенно для процессов образования барионных фрагментов.

Параметр  $\beta$  и "тормозящая" масса  $N_T$  дают возможность вычислить масштабный аргумент  $X_A$ .

На рис.3 представлены экспериментальные данные фрагментации ядра Рb для первичной энергии 8,9 ГэВ. Интервал энергий вторичных частиц  $\pi^\pm, K^\pm, p$  - 100+1000 МэВ. Углы эмиссии -  $90^\circ, 120^\circ, 150^\circ, 168^\circ, 180^\circ$ . Из рисунка видно, что все экспериментальные данные по инклюзивным сечениям /на один нуклон/ рождения пионов и каонов /отрицательных/ подчиняются единой зависимости от эффективного кумулятивного числа  $X_A$ . Пунктиром на рисунке показано положение экспериментальных точек для  $K^+$ -мезонов, которые на рисунке соответствуют "тормозящей массе" в случае рождения положительных каонов  $N_T = 0,14$ . Этот факт, видимо, просто понять, так как для рождения  $K^+$ -мезонов необходимо "вытолкнуть" из ядра  $\Lambda$ -гиперон.

На этом же рисунке представлены данные и для инклюзивных сечений образования протонов. Из рисунка видно, что максимальный порядок кумулятивности для протонов с импульсом 1,4 ГэВ/с

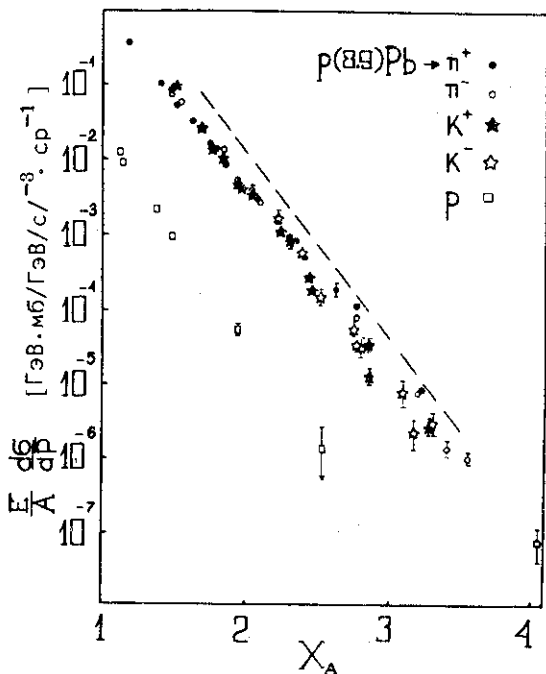


Рис. 3

/угол наблюдения 180° - порядка 2,5 и для пионов /1150 МэВ/с, угол эмиссии 168° - более 4.

На рис. 4 приведены экспериментальные данные для ядра Та при облучении его протонами с энергией 400 ГэВ. Экспериментальные величины сечений рождения  $\pi^+$ ,  $K^+$ , для углов эмиссии 70°, 90°, 118°, 137° в первом приближении подчиняются единой зависимости от эффективного кумулятивного числа  $X_A$ . Причем эта зависимость та же самая, что и для энергии протонов 8,9 ГэВ. Это простая экспоненциальная функция с параметрами:

$$\frac{E}{A} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} = 100 \exp\left\{-\frac{X_A}{\langle X_A \rangle}\right\} / 14/$$

$$\text{т.е. } \langle X_A \rangle = 0,25 \pm 0,01.$$

Важно подчеркнуть, что параметры функции /14/ не зависят от первичной энергии протонов 8,9 и 400 ГэВ для тяжелых фрагментирующих ядер (Та, РЬ).

Из рис. 3 и 4 видно, что сечения образования протонов /как показывает анализ/ более тяжелых барионных фрагментов не подчиняются единой зависимости. Можно думать, что предэкспоненциальная константа равна 100 и для сечений образования протонов, дейтронов и ядер трития, но при малых значениях аргумента  $X_A$  протонные сечения уменьшаются сильнее по сравнению с мезонами. Уменьшение сечений образования дейтронов еще более сильное. Однако в кумулятивной области, т.е. при  $X_A > 1$ , наклон кривой для кумулятивных протонов совпадает с наклоном /средним значением/  $\langle X_A \rangle$  для мезонов. Такого вывода для сечений образования дейтронов и ядер трития сделать нельзя, т.к. все полученные на сегодняшний день экспериментальные данные соответствуют некумулятивному рождению, т.е.  $X_A^{(d,t)} < 1$ .

Отметим, что в функции масштабной переменной  $X_A$  сечения образования барионных систем оказываются существенно меньше сечения рождения мезонов, хотя при фиксированном импульсе фрагментов выход протонов примерно в  $10^2$  раз превышает выход пионов и в  $10^4$  раз - выход каонов.



## Выводы

1. Инклюзивные сечения рождения пионов и каонов /на один нуклон фрагментирующего ядра/ описываются единой экспоненциальной функцией от эффективного кумулятивного числа  $X_A$ :

$$\frac{E}{A} \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = \frac{\sigma_{in}}{\langle X_A \rangle} e^{-X_A / \langle X_A \rangle},$$

где  $\sigma_{in} = 25$  мб.

2. Сечения рождения кумулятивных мезонов при фиксированном  $X_A$  не зависят от поперечной составляющей импульса инклюзивной частицы.

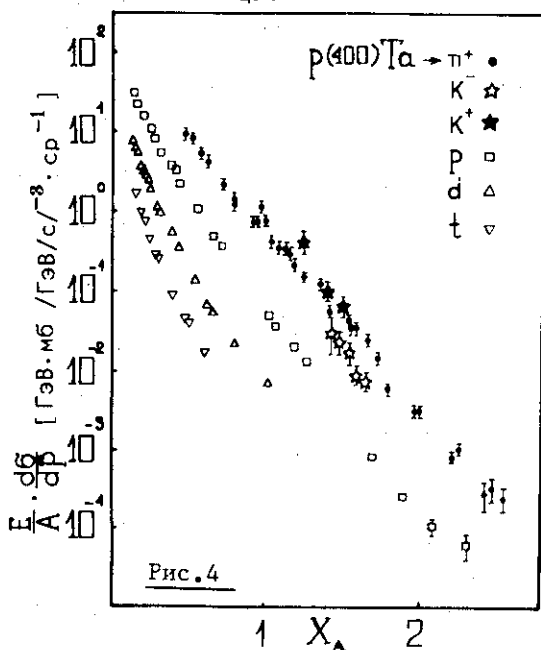


Рис. 4

В этом смысле есть аналогия со слабой зависимостью от  $q^2$  сечений глубоконеупругих реакций взаимодействия мюонов с углеродом для фиксированной масштабной переменной /7/.

Считаю своим приятным долгом выразить благодарность А.М.Балдину и Н.Гирдэнеску за полезные обсуждения и наводящие соображения по рассмотренным вопросам. Благодарю О.Ю.Кульпину за помощь в оформлении работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. ОИЯИ, Р7-5769, Дубна, 1971.
2. Ставинский В.С. ОИЯИ, Р2-9528, Дубна, 1976.
3. Ставинский В.С. ОИЯИ, Р1-80-23, Дубна, 1980.
4. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 1-80-488, Дубна, 1980.
5. Баяков Ю.А. и др. Препринт ИТЭФ-23, М., 1979.
6. Никифоров Н.А. и др. Препринт ИТЭФ-37, М., 1980.
7. Bollini D. et al. Proc. of the 1979 Int. Symp. on Lepton and Photon Interact. at High Energies. Fermilab, p.149.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 ноября 1980 года.