

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



12/1-77

P2 - 10783

K-172

4157/2-77

Б.Н.Калинкин, А.В.Чербу, В.Л.Шмонин

О МЕХАНИЗМЕ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

**1977**

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В большом цикле работ, выполненных в ЛВЭ ОИЯИ, было обнаружено и исследовано явление кумулятивного мезонообразования<sup>/1/</sup>. Эти результаты поставили перед теоретической (релятивистской) ядерной физикой ряд интересных проблем.

Были предприняты попытки объяснить наблюдаемые факты на основе уже известных механизмов. Однако они столкнулись с серьезными трудностями. Учет ферми-движения в ядрах не приводит к желаемому результату<sup>/2/</sup>. Предположение о наличии флуктуаций ядерной плотности в малом объеме с вероятностью, достаточной для объяснения явления, трудно обосновать, имея в виду существование кора в NN-взаимодействии и известные данные о распределении  $\mu^\pm$ -пар по эффективной массе<sup>/3,4/</sup>, рожденных в (p, A)-взаимодействии. Использование механизма "перерассеяния"<sup>/5/</sup> также не может быть признано удовлетворительным, так как предполагает мгновенность акта рождения. Такая трактовка применялась ранее в моделях каскадного типа и, как теперь известно, не привела к пониманию ряда важных фактов, наблюдаемых при изучении множественных процессов в ядерном веществе.

Разрабатываются также подходы, основанные на кварково-партонных представлениях о структуре адронов. Наиболее последовательным вариантом этого направления, по нашему мнению, является модель<sup>/6/</sup>. Однако они решают проблему пока лишь на качественном уровне.

Здесь мы рассмотрим феноменологическую модель явления кумуляции, явно учитывающую пространственно-временные факторы в процессе рождения и, как нам кажется, позволяющую обойти наиболее существенные из перечисленных трудностей.

## 2. ФОРМУЛИРОВКА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ КАРТИНЫ ПРОЦЕССА КУМУЛЯТИВНОГО МЕЗОНООБРАЗОВАНИЯ

Для реализации физического явления необходимы, вообще говоря, отличные от нуля временные и пространственные интервалы. Рассмотрим процесс кумуляции с этой точки зрения. Положим, что в первом акте неупругого взаимодействия возникает компаунд-система, распад которой происходит, хотя и за малые, но конечные времена. Тогда следует допустить, что возможны и дальнейшие неупругие столкновения этой системы с нуклонами ядра, приводящие к росту ее массы, а, следовательно, и к увеличению максимальной энергии излучаемого  $\pi$ -мезона.

Таким образом, кумуляцию можно рассматривать как схему, описывающую "собираение" нуклонов первичной частицей в компаунд-систему с растущей массой.

Поскольку для рождения кумулятивного мезона компаунд-система должна обладать массой вблизи максимального значения /коэффициент неупругости  $K$  вблизи 1/, то парциальное сечение ее образования  $\sigma$  должно быть:

$$\sigma \ll \sigma_{NN}^{in} \quad /1/$$

По ряду оценок  $\sigma(K \rightarrow 1) \approx (0,1 \div 0,2) \sigma_{NN}^{in}$  в интервале:  $5 \div 6 \text{ ГэВ} < E_p \leq 10 \div 12 \text{ ГэВ}^{7/}$ . Имеются также указания, что в этом интервале  $\sigma$  может зависеть от энергии. Например, используется зависимость, близкая к

$$\sigma(K \rightarrow 1) \sim 1/\gamma_{с.ц.и.}^2 \quad /2/$$

Среднее время  $\bar{r}_0$  излучения кумулятивного  $\pi$ -мезона должно быть, с одной стороны, меньше среднего времени распада термодинамически равновесной системы  $r$ , а, с другой, - больше времени столкновения  $r_{ст}$  /так как некоторый промежуток времени занимает перестройка адронной системы/:

$$\bar{r}_{ст} \approx \frac{\langle r_N \rangle}{c \gamma_{с.ц.и.}} < \bar{r}_0 < \bar{r} \approx \frac{r_0 \langle n_s \rangle}{c}, \quad /3/$$

где  $\langle r_N \rangle$  - средний радиус нуклона,  $r_0$  - радиус ядерных сил,  $\langle n_s \rangle$  - средняя множественность при  $K \approx 1$ .

Примем, что

$$\bar{r}_0 = r_0 / \sqrt{s} \quad /4/$$

В /4/ учтена возможность уменьшения среднего времени распада с ростом массы компаунд-системы. "Выживание" состояний, способных излучать кумулятивные  $\pi$ -мезоны, по отношению к процессам как распада всей системы, так и диссипации энергии на иные степени свободы, зададим обычной экспоненциальной зависимостью:

$$\eta_{с.ц.и.} \approx e^{-t/\bar{r}_0} \quad /5/$$

Переходя в лабораторную систему, а также выражая  $t$  через координату и скорость, получаем

$$\eta(z) \approx \exp \left[ - \frac{z - z_{нач}}{\bar{r}_0 V_{с.ц.и.} \gamma_{с.ц.и.}} \right], \quad /6/$$

где  $z_{нач}$  - координата рождения системы или акта увеличения ее массы. Поскольку в последовательных актах произведение  $\bar{r}_0 V \cdot \gamma$  изменяется, следует писать:

$$\eta(z) \approx \exp \left[ - \frac{z - z_{нач}}{(\bar{r}_0 V \gamma)_n} \right] = \exp \left[ - a_n (z - z_{нач}) \right] \quad /7/$$

/  $n$  - число "собранных" нуклонов ядра/. По этой же причине в /4/ вместо  $s$  следует использовать  $s_n$ . Тогда из кинематики получаем

$$a_n = \left[ \frac{r_0 c}{\sqrt{s_n}} \frac{(E_p^2 - m_p^2)^{1/2}}{\sqrt{s_n}} \right]^{-1} = \frac{1}{r_0 c} \frac{(n'^2 + 1)m_p^2 + 2n'm_p E_p}{(E_p^2 - m_p^2)^{1/2}} \quad /8/$$

$$n' = n - 1.$$

Из /8/ непосредственно вытекает, что при  $E_p \gg m_p$

$$(a_n)_{E_p \gg m_p} \approx n' \frac{2m}{r_0 c} = (n-1) \frac{2m}{r_0 c} = \text{const}(E_p). \quad /9/$$

Параметры  $\sigma$  и  $r_0$  следует уточнить, сопоставляя модель с экспериментом.

Будем считать далее, что система, образованная на любом этапе кумуляции, распадается так, что имеет место /приблизительно/ масштабная инвариантность инклюзивного спектра рожденных частиц /распределение по переменной  $x = p_{\perp} / p_{\perp}^{\text{max}}$  инвариантно по отношению к массе промежуточной системы/. В качестве основного, этот принцип был использован уже в первых исследованиях кумулятивного эффекта /8/. В работе /2/ для инвариантного сечения в элементарном акте принято:

$$\rho(x, p_{\perp}) \approx \frac{E_{\pi}}{\sigma_{NN} p_{\perp}^2} \frac{d^2 \sigma}{dp d\Omega} = F(x) \exp(-ap_{\perp}^2), \quad /10/$$

и для  $F(x)$  получено выражение, удовлетворительно описывающее данные по рождению  $\pi$ -мезонов в P-P-столкновениях при различных энергиях. Поскольку наибольшая часть экспериментов выполнена для  $\theta_{\pi} \approx 180^\circ$ , положим, что  $\exp(-ap_{\perp}^2) \approx 1$ .

Перейдем к основным соотношениям, описывающим процесс в рамках сформулированной картины. Его схема изображена на рис. 1 для определенного значения прицельного параметра "b", налетающего на ядро протона.

Вероятность образования компаунд-системы в процессе "собирания"  $n$  нуклонов с заданным распределением точек  $z_n$ , в которых происходят акты наращивания ее массы, есть

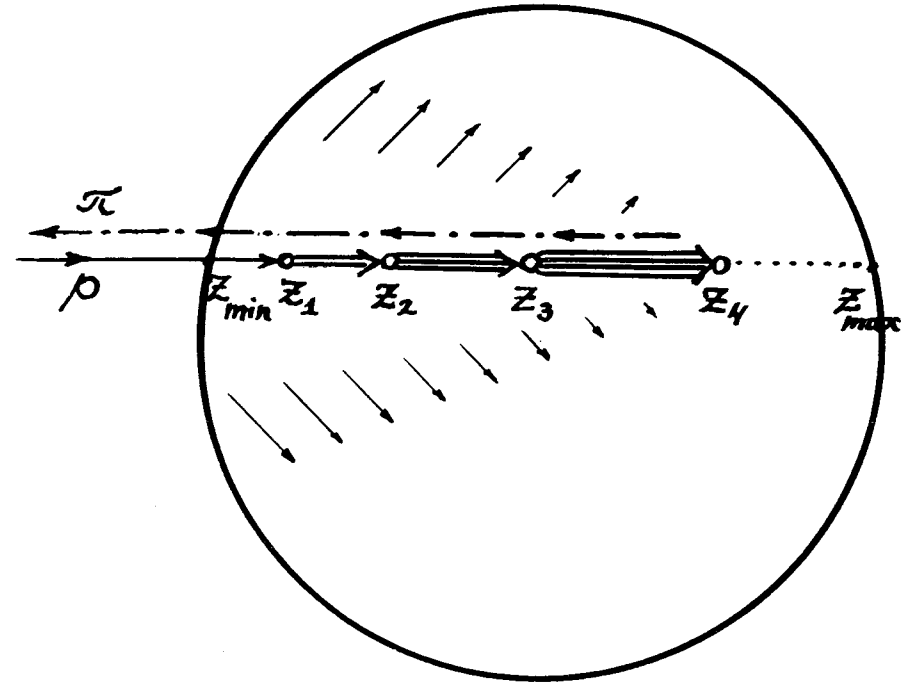


Рис. 1. Схема процесса "собирания".

$$W^{(n)}(b; z_1, z_2, \dots, z_n) = w_1(z_1) \dots w_n(z_n), \quad /11/$$

где  $w_1(z_1), \dots, w_n(z_n)$  - вероятности актов в точках  $z_1, \dots, z_n$ , соответственно. Координаты событий распределены в интервале  $[z_{\min}, z_{\max}]$  с условием:

$$z_{\min} = -\sqrt{R^2 - b^2} \leq z_1 \leq z_2 \leq \dots \leq z_{n-1} \leq z_n \leq z_{\max} = \sqrt{R^2 - b^2}, \quad /12/$$

$R$  - радиус ядра с массовым числом  $A$  /  $R = r_0 A^{1/3}$ ,  $r_0 = 1,2$  Фм/. Учет всех возможностей для распределения актов по точкам  $z_i$  с условием /12/ приводит к интегралу:

$$W^{(n)}(b) = \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} w_1(z_1) dz_1 \int_{z_1}^{z_{\max}} w_2(z_2) dz_2 \dots \int_{z_{n-1}}^{z_{\max}} w_n(z_n) dz_n. \quad /13/$$

Тогда инвариантное сечение рождения кумулятивных  $\pi$ -мезонов на ядре может быть записано в виде

$$R_A = 2\pi \sum_n F(x_n) \int_0^R b db W^{(n)}(b) = \sum_n F(x_n) W^{(n)}, \quad /14/$$

$$W^{(n)} = 2\pi \int_0^R b db W^{(n)}(b). \quad /15/$$

Выражение /14/ аналогично предложенному в /1/. Отличие состоит лишь в смысле коэффициента  $W^{(n)}$ . В работе /1/ он обозначен  $P_n$  и имеет комбинаторную природу, что обусловлено использованием флуктуационной модели.

В /14/  $x_n = p_{||}^\pi / (p_{||}^\pi)_{\max}^{(n)}$ ,  $(p_{||}^\pi)_{\max}^{(n)}$  - максимальное значение импульса, определяемое кинематикой кумуляции  $n$ -го порядка:

$$(p_{||}^\pi)_{\max}^{(n)} = (E^\pi)_{\max}^{(n)} \approx n \frac{m_p}{2} \frac{(1 - \frac{m_p}{E_p})(1 + \frac{m_p}{2nE_p})}{1 + \frac{n^2 + 1}{2n} \frac{m_p}{E_p}}, \quad /16/$$

$m_p$  - масса протона,  $E_p$  - его полная энергия в лабораторной системе.

При вычислении /13/ и /14/ будем использовать простые и часто применяемые в ядерной оптике приближения. Во-первых, будем считать, что ядро представляет собой равномерно заполненную веществом сферу с плотностью

$$\rho = \begin{cases} A/V_A = \frac{3}{4\pi r_0^3}, & r < R; \\ 0, & r > R. \end{cases} \quad /17/$$

Во-вторых, траектории как первичной частицы, так и образованных ею компаунд-систем считаем прямолинейными.

В третьих, исходя из аналогии с оптикой, за основу для выражения  $w_n(z)$  примем:

$$w_n'(z) = \sigma \rho e^{-\sigma \rho (z - z_{n-1})} \quad /18/$$

Однако /18/ не учитывает возможности распада системы /и, следовательно, выбывания ее из рассматриваемого канала/ между актами наращивания массы. Ее эффективный учет произведем, домножая /18/ на временной фактор /7/ при  $n \geq 2$ . Тогда в качестве  $w_n(z)$  имеем:

$$w_1(z_1) = \sigma \rho e^{-\sigma \rho (z_1 - z_0)}, \quad z_0 \equiv z_{\min}; \quad /19/$$

$$w_{n \neq 1}(z_n) = \sigma \rho e^{-\sigma \rho (z_n - z_{n-1})} e^{-a_n (z_n - z_{n-1})}$$

Непосредственное интегрирование в /15/ с  $w_n(z_n)$  из /19/ приводит к довольно громоздким выражениям  $W^{(n)}$ . Однако, по крайней мере, для  $1 \leq n \leq 4$  /эти случаи на практике наиболее важны/  $W^{(n)}$  допускает компактную запись:

$$W^{(n)} = \frac{\pi}{2} \frac{(\sigma \rho)^n}{\prod_{\kappa=1, \dots, n} (\sigma \rho + a_\kappa)} \left\{ 2R^2 + \sum_{k=1}^n C_k^{(n)} \frac{\gamma[2, 2(\sigma \rho + a_k)R]}{(\sigma \rho + a_k)^2} \right\}, \quad /20/$$

где  $\gamma[2, x]$  - неполная гамма-функция,  $a_1 \equiv 0$  и

$$C_{k \neq 1}^{(n)} = \prod_{\substack{\lambda=1, \dots, n \\ \lambda \neq k}} (\sigma \rho + a_\lambda) \left[ \prod_{\substack{\zeta=1, \dots, n \\ \zeta \neq k}} (a_k - a_\zeta) \right]^{-1}, \quad /21/$$

$$C_{k=1}^{(n)} = - \left[ 1 + (-1)^n \sum_{k=2}^n C_k^{(n)} \right].$$

Представляет интерес рассмотрение поведения функций  $W^{(n)}$  в зависимости от  $A$  в двух предельных ситуациях: малых и больших временах, т.е. при  $a_n > 1$  и  $a_n \ll 1$  /см. /3/, /7/, /8//. Для этого заметим, что поскольку  $\sigma \ll \sigma_{NN}^{in}$ , то, по крайней мере, для легких и средних ядер

$$\omega = 2\sigma \rho R < 1. \quad /22/$$

Тогда для малых времен ( $a_n > 1$ ) из /20/ и /21/ следует:

$$W^{(n)} \approx \frac{\pi}{2} \frac{(\sigma\rho)^n}{\prod_{\kappa=1, \dots, n} (\sigma\rho + a_\kappa)} \left\{ 2R^2 - \frac{\gamma[2, 2\sigma\rho R]}{(\sigma\rho)^2} \right\} \approx \quad /23/$$

$$\approx \frac{4\pi}{3} R^3 \frac{(\sigma\rho)^{n+1}}{\prod_{\kappa=1, \dots, n} (\sigma\rho + a_\kappa)} \approx A.$$

/При выводе /23/ использовано явное выражение для  $\gamma[2, \omega]$  и его разложение по малому, согласно /22/, параметру  $\omega$  /.

В случае больших времен ( $a_n \ll 1$ ) удобнее провести интегрирование в /13/, полагая сразу  $\eta \approx 1$  /см. /8//. Тогда  $W^{(n)}$  выражаются через линейные комбинации гамма-функций  $\gamma[n_0, \omega]$  с индексами  $2 \leq n_0 \leq n+1$ . Вновь разлагая их в ряд по  $\omega$ , получаем

$$W^{(n)} \sim (\sigma\rho)^n R^2 \cdot R^n \sim A^{\frac{2}{3} + \frac{1}{3}n} \quad /24/$$

“Объемная” зависимость /23/ объясняется тем, что при малых временах / $\sigma$  - также мало/ процесс “собирания” происходит в относительно малой области ядра, причем по порядку величины,  $\Delta z \approx \frac{1}{a_2} \approx \text{const}(R)$ . При больших

временах  $W^{(1)} \sim A$ , так как  $\sigma$  по-прежнему мало. Дальнейшее увеличение степени  $A$  в /24/ с ростом  $n$  на  $1/3$  обусловлено тем, что вклад каждого порядка кумулятивности пропорционален, грубо говоря, эффективному пробегу в ядре ( $\sim R \sim A^{1/3}$ ).

$A$  - зависимости типа /23/ и /24/ были получены ранее в работе /1/ иным способом.

### 3. СОПОСТАВЛЕНИЕ МОДЕЛИ “СОБИРАНИЯ” С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Расчеты производились в соответствии с выражениями /14/-/16/, /20/, /21/. Наилучшее согласие с экспериментом /9/ достигается, если

$$\sigma = 0,25 \cdot \sigma_{NN}^{\text{in}}, (\bar{r}_0)_{n=1} \approx 4 \cdot 10^{-24} \text{ с} \quad (P_p = 8,4 \text{ ГэВ/с}) \quad /25/$$

Отметим два важных следствия, вытекающих из /25/. Во-первых, значение  $\bar{r}_0$  действительно оказывается внутри указанного в /3/ интервала:

$$\bar{r}_{\text{ст}} \approx 1,5 \cdot 10^{-24} \text{ с} < (\bar{r}_0)_{n=1} (= 4 \cdot 10^{-24} \text{ с}) < \bar{r} \approx 10^{-23} \text{ с}. \quad /26/$$

Величина  $\sigma$  не противоречит оценкам в /7/. Во-вторых,  $\Delta \bar{z}$  - средняя длина “активной” зоны ядра по порядку величины равна:

$$\Delta \bar{z} \approx 1/a_{n=1} \quad (\bar{r}_0) \approx 2,5 \text{ Фм} \gg r_c, \quad /27/$$

т.е. почти на порядок превышает предполагаемое значение радиуса кора  $r_c$  в нуклон-нуклонном взаимодействии и существенно больше среднего межнуклонного расстояния в ядрах. Это и позволяет обойти трудности, возникающие при рассмотрении малых межнуклонных расстояний /в рамках данной модели они не вносят заметного вклада/.

Результаты расчета и экспериментальные данные приведены на рис. 2 для инвариантного сечения  $\mathcal{R}_A(T_\pi)$ , где  $T_\pi > (T_\pi)_{NN}^{\text{max}}$  и  $A = C^{12}$ ,  $\text{Pb}^{208}$  /  $P_p = 8,4 \text{ ГэВ/с}$ . Соответствие вполне удовлетворительное. Оно свидетельствует также и о том, что  $A^N$ -зависимость выхода кумулятивных  $\pi$ -мезонов /1/ воспроизводится обсуждаемой моделью правильно /см. рис. 3/.

Далее, в работе /10/ было установлено, что функция  $\frac{1}{A} \mathcal{R}_A(P_p)$  при  $\kappa = T_\pi / (T_\pi^{\text{max}})_{NN} = \text{const}$  при  $P_p \geq 5 \text{ ГэВ/с}$  практически постоянна. Такое поведение автоматически следует из модели, если считать, что  $\sigma(P_p)$  постоянно или изменяется очень слабо в области  $5 \text{ ГэВ/с} \leq P_p \leq$

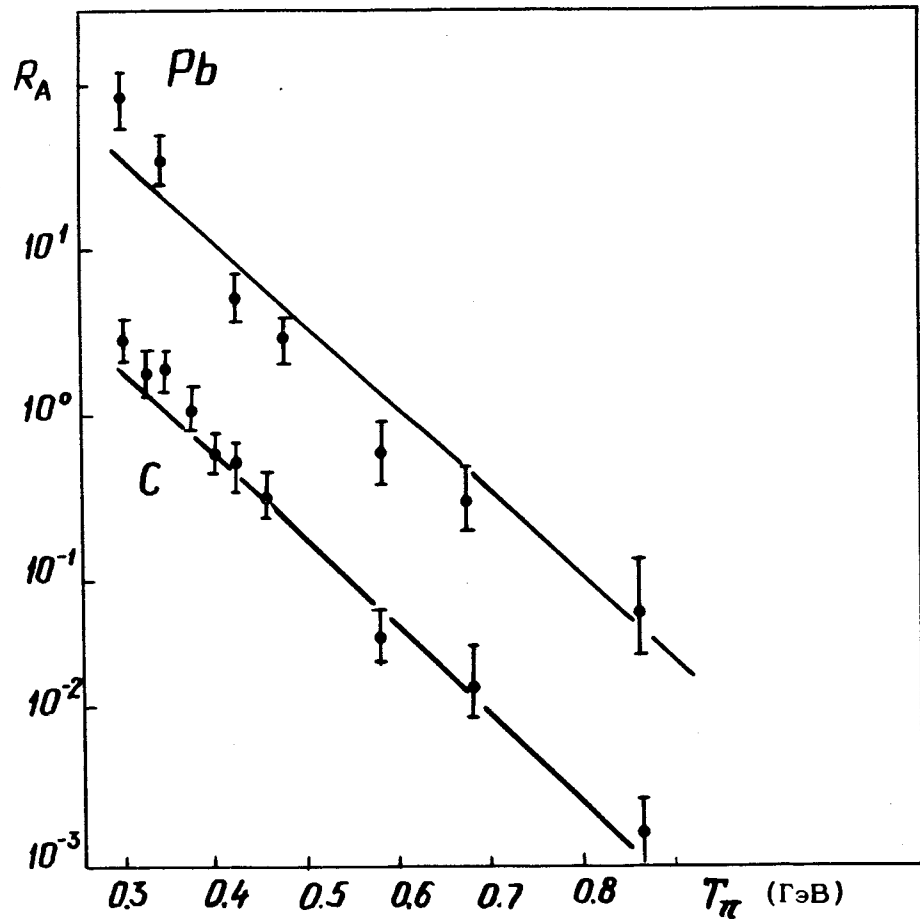


Рис. 2. Инвариантное сечение  $R_A(T_\pi)$ .

$\leq 8,4$  ГэВ/с. Действительно, при достаточно больших импульсах первичной частицы видно, что  $x_n \approx \text{const}(P_p)$  /см. /16// и  $a_n' \approx \text{const}(P_p)$  /см. /9//. Поэтому  $[F(x_n)W^{(n)}]_{\kappa=\text{const}} \approx \text{const}(P_p)$ .

Если допустить, что  $\sigma(P_p)$  при  $P_p < 5$  ГэВ/с имеет вид, близкий к /2/, то с уменьшением  $P_p$  функция  $\frac{1}{A} R_A(P_p)$  /при  $\kappa = \text{const}$  / растет, что и наблюдается экспериментально. Однако выделение такой зависимости

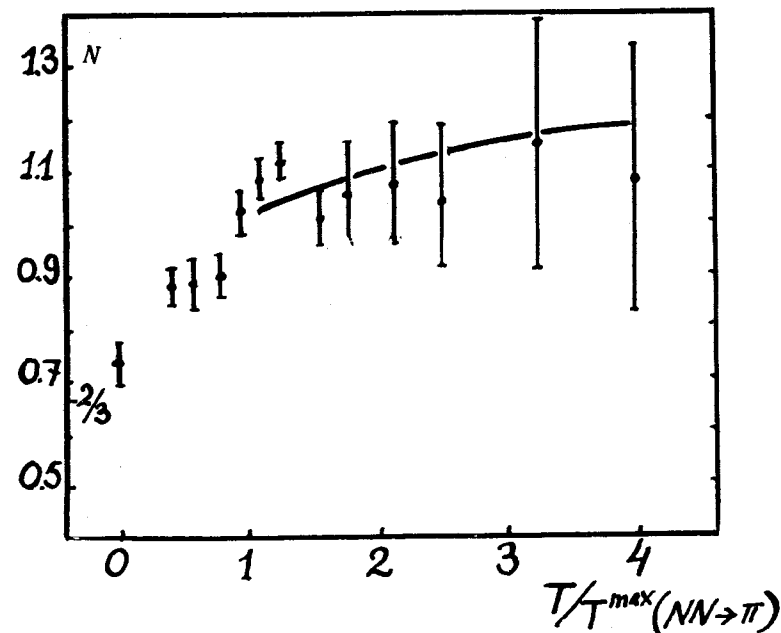


Рис. 3. Зависимость  $N\left(\frac{T}{T_{\max}}(NN \rightarrow \pi)\right)$ .

$\sigma(P_p)$  затруднительно, так как при малых  $P_p$  заметный вклад может давать механизм, основанный на ферми-движении.

Выше мы не обсуждали проблему выхода  $\pi$ -мезонов из ядра. Родившись, например, в точке  $z_4$ ,  $\pi$ -мезон должен пройти в среднем заметный путь  $z_4 - z_{\min}$ . Возникает вопрос, почему  $\pi$ -мезоны, практически не "поглощаясь", вылетают из ядра? Возможность пренебречь этим эффектом для энергичных  $\pi$ -мезонов существует. Поскольку средний свободный пробег первичного протона  $\Lambda \approx 1/\rho \sigma_{NN}^{\text{tot}} \approx 2 \text{ Фм} \approx r_0$ , то он взаимодействует практически с каждым нуклоном вдоль траектории своего движения. Нуклоны, приобретая в среднем поперечный импульс  $\langle p_\perp \rangle \approx 0,4 \text{ ГэВ/с} \neq 0$ , должны смещаться в сторону от траектории протона /стрелки на рис. 1/, освобождая канал в ядре.

Можно грубо оценить снизу величину смещения нуклонов  $s$ . Время, затрачиваемое на процесс "собира-ния" от точки  $z_1$  до точки  $z_4$  и на преодоление этого отрезка ( $z_4 \rightarrow z_1$ ) релятивистским мезоном:

$$t \approx 2(\Delta z)/c. \quad /28/$$

Отсюда смещение:

$$s \approx t \cdot \bar{v}_{N,\perp} \approx \frac{2(\Delta z) \langle p_{\perp} \rangle_N}{mc} \approx 2,5 \Phi_M > r_0, \quad /29/$$

Следовательно, плотность вещества в канале резко падает, и процессы "поглощения" становятся несущественными. /Этот эффект - "траление" - ранее пытались использовать в процессе множественного рождения, развивающемся в переднюю полусферу <sup>/11/</sup>, при значительно больших энергиях. Однако именно в этом случае он не "работает":  $s$  ничтожно мало из-за малой разности хода частиц "лидирующей" и "пионизационной" групп/.

Отметим, что  $\pi$ -мезоны, обладающие очень малой энергией, могут встретить на своем пути в ядре иную ситуацию. Для них канал может успеть исчезнуть, размыться из-за наличия теплового и ферми-движения возбужденного ядра. Поэтому  $A$ -зависимость выхода таких  $\pi$ -мезонов не будет "объемной", а должна стремиться к  $A^{2/3}$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, модель позволяет не только обойти известные трудности /см. п. 1/, но и вполне удовлетворительно описать основные закономерности кумулятивного мезообразования.

В ней осуществлен синтез высказанных ранее идей:

- приближенная масштабная инвариантность инклюзивного спектра частиц, рожденных в коллективном взаимодействии адронов <sup>/8/</sup> и

- необходимость учета пространственно-временных факторов в процессах рождения <sup>/12/</sup>.

Анализ данных на ее основе приводит к установлению масштаба пространственно-временного интервала, внутри которого происходит формирование рождаемых частиц /с  $x > 0,5$ / в адрон-адронных столкновениях /см. /25/, /27//.

Модель является феноменологической /и содержит всего два параметра/. Однако установление с ее помощью физических величин, определяющих ход процесса, позволяет более ясно представить себе, что же именно следует объяснять /например, величину  $\sigma(P)$ ,  $\bar{r}_0$  /, привлекая более детальные соображения о структуре адронов. С другой стороны, феноменологические параметры, записанные в кварково-партоном представлении могут, в принципе, привести к важным соотношениям между динамическими факторами структурных моделей. Весьма вероятно также, что сформулированный подход может оказаться полезным аналогом для построения моделей адрон-адронного взаимодействия. Такая идея в общем виде была высказана ранее в <sup>/13/</sup>.

Авторы признательны А.М.Балдину, Б.Н.Валуеву, А.В.Ефремову, В.И.Огиевскому и М.И.Широкову за обсуждение и критические замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Baldin A.M. JINR, E2-9138, Dubna, 1975; In: Proc. of Conf. on High Energy Physics and Nucl. Struct., Santa Fe, 1975, p. 373-387.
2. Балдин А.М., и др. ЯФ, 1973, 18, с.79.
3. Christenson J.H. é.a. Phys. Rev., 1973, D8, p.2016-1034.
4. Николаев Н.Н., Захаров В.И. ЯФ, 1975, 21, вып. 2, с.434-445.
5. Кондражук Л.А., Копелиович Б.В. Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, с.88.
6. Efremov A.V. JINR, E2-9529, Dubna, 1976; ЯФ, 1976, 24, вып. 6, с.1208.
7. Фейнберг Е.Л. УФН, 1971, 104, вып. 4, с.539.
8. Балдин А.М. ОИЯИ, P7-5769, Дубна, 1971; Краткие сообщения по физике, 1971, №1.



9. *Baldin A.M. et al. JINR, E1-8054, Dubna, 1974.*
10. *Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 1-8249, Дубна, 1974.*
11. *Барашенков В.С. и др. ЯФ, 1971, 13, с.743.*
12. *Калинкин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-7869, P2-7870, Дубна, 1974; ЯФ, 1975, 21, с.628; В кн.: Труды IV -го Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Дубна, 1975;*
13. *Балдин А.М. В кн.: Труды Международной конференции по физике тяжелых ионов. ОИЯИ, Дубна, 1971; Д7-5769, 1971, с.607.*

*Рукопись поступила в издательский отдел  
24 июня 1977 года.*