

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-86-183

Е.С.Голубятникова\*, Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин\*

О КРИТЕРИЯХ ВЫБОРА СХЕМЫ  
КУМУЛЯТИВНОГО МЕЗОНООБРАЗОВАНИЯ

Качественный состав кумулятивных адронов;  
анализ характеристик адронных струй;  
классификация кумулятивных процессов

Направлено в журнал "Acta Physica Polonica".

---

\*ИФВЭ АН КазССР, Алма-Ата.

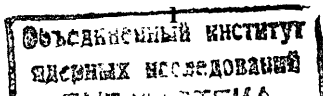
1986

## § I. Введение

Среди критериев выбора схемы кумулятивного мезонообразования особое место занимает проверка способности моделей воспроизвести отношения выходов различных кумулятивных мезонов. Интерес к ним обусловлен следующим обстоятельством. Соотношения между выходами мезонов, содержащих кварки разных ароматов, отражают пропорции, в которых эти ароматы представлены в системе, ответственной за кумулятивный эффект. Пропорции же эти могут сильно отличаться в различных схемах кумулятивного мезонообразования.

Так, в схеме, основанной на представлении о том, что кумулятивный мезон образуется при фрагментации системы, флуктуативно возникающей в ядре до взаимодействия (схема 1), эти пропорции соответствуют набору ароматов "холодного" ядра. Схема 1 включает в себя группу моделей <sup>71-3/</sup>. Напротив, в схеме, допускающей, что кумулятивный мезон рождается вне ядра при распаде "горячей" системы (схема 2), набор ароматов соответствует равновесной кварк-глюонной плазме. В этом случае в выражении для вероятности рождения частиц, валентные кварки которых не содержатся среди валентных кварков холодного ядра, отсутствуют факторы подавления, отражающие дефицит необходимых для формирования этих частиц ароматов. К схеме 2 относятся модели <sup>4-5/</sup>.

В последнее время широко обсуждаются отношения выходов кумулятивных  $K^+$  и  $K^-$  - мезонов, а также  $K^+$  и  $\pi^+$  - мезонов. Критерий выбора схемы, основанному на проверке возможности описания этих отношений, посвящен §2. В §3 обсуждаются критерии выбора, основанные на анализе характеристик адронных струй, выделяемых в зоне фрагментации ядра-мишени. § 4 является общим заключением для обеих частей данной работы. В нем предпринята попытка осуществить классификацию кумулятивных процессов, построенную в соответствии с иерархией величин пространственно-временных интервалов, на которых происходит взаимодействие, ответственное за кумулятивный эффект.

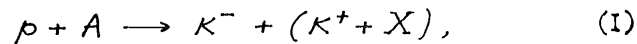


§ 2. Отношения выходов кумулятивных  $K^+$ ,  $K^-$  и  $\pi^+$ -мезонов

Попытки интерпретировать наблюдаемое отношение выходов кумулятивных  $K^+$  и  $K^-$  - мезонов ( $K^+/K^-$ ) в рамках моделей, основанных на схеме 1, приводят к противоречию либо с экспериментом <sup>12/</sup>, либо с общепринятой логикой кварк-глюонной картины: возникает необходимость предполагать одинаковый вид структурных функций для валентных и морских кварков <sup>16/</sup> или для валентных кварков и глюонов. Такая необходимость непосредственно указывает на причину несостоятельности схемы 1: пропорции в наборе ароматов образующихся частиц не соответствуют их пропорциям в холодном ядре. Отсюда следует и указание на наиболее вероятный путь преодоления возникших трудностей - необходимо перейти к схеме 2, предполагающей качественно иной набор ароматов в системе, излучающей кумулятивный адрон, а именно, набор, соответствующий равновесной кварк-глюонной плазме. В результате выходы тех или иных адронов определяются не кварковым составом первичных частиц (как в случае фрагментации "холодной" системы), а статистическими весами самих рожденных частиц.

В <sup>140/</sup> показано, что использование статистического описания инклюзивных спектров пионов, образующихся при распаде компаунд-системы, сформированной в процессе собирания <sup>14/</sup>, не приводит к противоречию с экспериментом. Рассмотрим статистический подход к описанию отношений выходов  $K^+/K^-$  и  $K^+/\pi^+$ .

Очевидно, что рождение кумулятивного  $K^-$  - мезона, странность которого  $S = -1$ , должно сопровождаться образованием частицы, имеющей  $S = +1$ . В качестве такого партнера наиболее вероятен  $K^+$  - мезон (рождение других частиц, с  $S = +1$ , требует существенно больших затрат энергии). Поэтому для оценки выхода  $K^-$  - мезонов мы рассмотрим канал



полагая, что он проходит через стадию образования промежуточной статистической системы с массой  $W$ , содержащей  $n$  нуклонов.

Следуя логике <sup>17/</sup>, представим статистический вес этого канала в виде произведения статистических весов  $K^-$  и  $K^+$  - мезонов

$d\rho_{K^-}(E_{K^-}) \cdot d\rho_{K^+}(E_{K^+})$  и статистического веса всех рождающихся пионов и  $n$  нуклонов с энергией  $W - E_{K^-} - E_{K^+}$ . (Все энергии определены в системе покоя распадающейся промежуточной системы).

$$d\rho_{K^-K^+} = d\rho_{K^-}(E_{K^-}) \cdot d\rho_{K^+}(E_{K^+}) \cdot \rho^{(n,n,\pi)}(W - E_{K^-} - E_{K^+}), \quad (2)$$

$$d\rho_{K^-}(E_{K^-}) = (2\pi)^{-3} V d^3\rho_{K^-}, \quad (3)$$

$$d\rho_{K^+}(E_{K^+}) = (2\pi)^{-3} V d^3\rho_{K^+}. \quad (4)$$

Здесь  $V$  <sup>17/</sup> - гаспадный объем системы.

В <sup>17/</sup> для описания распада системы на  $i$  тяжелых частиц (каонов и барионов) и большое количество мезонов использована факторизация статистического веса вида:

$$\left\{ \prod_{j=1}^i d\rho_j(E_j) \right\} \cdot \rho^{(n,\pi)}(W - \sum_{j=1}^i E_j),$$

приемлемая при  $W \gg \sum_{j=1}^i E_j$ . Поскольку в рассмотренных ниже конкретных случаях данное условие не выполняется, мы ограничились в (2) лишь выделением факторов, соответствующих  $K^+$  и  $K^-$  - мезонам.

Вероятность реализации рассматриваемого канала определяется отношением статистического веса (2) к сумме статистических весов всех каналов или, с хорошей точностью, к статистическому весу доминирующего канала, в котором система распадается только на пионы и вошедшие в ее состав нуклоны. Этот статистический вес можно приближенно представить в виде:

$$\rho(W) = \rho^{(n,\pi)}(E_{K^-} + E_{K^+}) \cdot \rho^{(n,n,\pi)}(W - E_{K^-} - E_{K^+}). \quad (5)$$

Поскольку  $\rho^{(n,\pi)}(E_{K^-} + E_{K^+})$  - число состояний большого числа пионов, то для него можно воспользоваться термодинамическим приближением, положив

$$\rho^{(n,\pi)}(E) = \exp\{S(E)\}, \quad (6)$$

где  $S(E) = \int dE/T$  - энтропия. Поскольку  $T$  является либо константой <sup>17/</sup>, либо очень слабо меняющейся функцией  $E$  <sup>18/</sup>, можно положить  $S(E) = E/T$ . В результате для вероятности рассматриваемого канала имеем:

$$dw_{K^-K^+} = d\rho_{K^-K^+} / \rho(W) = (2\pi)^{-6} V^2 \exp\{-E_{K^-}/T\} (m_{K^+} T)^{3/2} \exp\{-\frac{m_{K^+}}{T}\}. \quad (7)$$

Поскольку  $K^+$  - мезон не регистрируется, по его импульсу необходимо произвести интегрирование. При этом, учитывая, что  $T \ll m_{K^+}$ , для  $E_{K^+}$  можно воспользоваться нерелятивистским приближением, положив  $E_{K^+} = m_{K^+} + p_{K^+}^2 / (2m_{K^+})$ . В итоге вероятность образования  $K^-$  - мезона имеет вид:

$$d^3\omega_{K^-}/d^3p_{K^-} = (2\pi)^{-3/2} V^2 \exp\{-E_{K^-}/T\} (m_{K^+} T)^{3/2} \exp\{-m_{K^+}/T\} \quad (8)$$

Для канала, в котором образуется кумулятивный  $K^+$ -мезон (наиболее вероятным партнером, сохраняющим странность, является  $\Lambda_0$ ), вместо (I) - (4) имеют место соотношения:

$$p+A \rightarrow K^+ + (\Lambda_0 + X), \quad (9)$$

$$d\rho_{K^+\Lambda_0} = d\rho_{K^+}(E_{K^+}) d\rho_{\Lambda_0}(E_{\Lambda_0}) \cdot \rho^{[(n-1)N, \pi]}(W-E_{K^+}-E_{\Lambda_0}), \quad (10)$$

$$d\rho_{K^+} = (2\pi)^{-3} V \cdot d^3p_{K^+}, \quad (11)$$

$$d\rho_{\Lambda_0} = (2\pi)^{-3} g_{\Lambda_0} V \cdot d^3p_{\Lambda_0}. \quad (12)$$

В (12) внутренний статистический вес  $\Lambda_0$ -гиперона  $g_{\Lambda_0} = 2$  учитывает два возможных направления спина. Статистический вес доминирующего канала представим в виде:

$$\rho(W) = \rho^{(N, \pi)}(E_{K^+} + E_{\Lambda_0}) \cdot \rho^{[(n-1)N, \pi]}(W-E_{K^+}-E_{\Lambda_0}). \quad (13)$$

Для определения статистического веса  $\rho^{(N, \pi)}$ , т.е. числа состояний одного нуклона и некоторого числа пионов мы вновь воспользуемся термодинамическим приближением. Однако необходимость учета барионного заряда требует использования более общего выражения для энтропии:

$$S = \int \frac{dE}{T} - \int \frac{\mu dN}{T} \approx (E - \mu)/T. \quad (14)$$

Здесь  $\mu$  - химический потенциал нуклона. Для нерелятивистских нуклонов с хорошей точностью  $\mu = m_N$ .

В результате интегрирования по импульсу  $\Lambda_0$ -гиперона вероятность образования  $K^+$ -мезона с энергией  $E_{K^+}$  представляется в виде:

$$d^3\omega_{K^+}/d^3p_{K^+} = (2\pi)^{-3/2} V^2 g_{\Lambda_0} \exp\{-E_{K^+}/T\} (m_{\Lambda_0} T)^{3/2} \exp\left\{-\frac{(m_{\Lambda_0}-m_N)}{T}\right\}. \quad (15)$$

При получении соответствующего выражения для вероятности образования кумулятивного  $\pi^+$ -мезона мы, как и в двух предыдущих случаях,

учтем лишь канал, требующий наименьших затрат энергии при выполнении законов сохранения. В данном случае - канал с нейтроном. Аналогичные выкладки приводят к следующему выражению:

$$d^3\omega_{\pi^+}/d^3p_{\pi^+} = (2\pi)^{-3/2} V^2 g_{\pi^+} \exp\{-E_{\pi^+}/T\} (m_N T)^{3/2}. \quad (16)$$

Важной особенностью вычисления статистического веса данного канала является то обстоятельство, что числа рождающихся  $\pi^+$ -мезонов и образующихся при распаде системы нейтронов могут оказаться больше единицы. В результате возникают тождественные комбинации, сводящиеся друг к другу перестановкой частиц, которые требуют исключения. В результате внутренний статистический вес канала  $g_{\pi^+N}$  определяется выражением:

$$g_{\pi^+N} = \frac{g_N}{n_{\pi^+}! n_N!}. \quad (17)$$

Здесь  $n_{\pi^+}$  - число  $\pi^+$ -мезонов, а  $n_N$  - нейтронов. Ниже в расчете отношения  $K^+/\pi^+$  для первичной энергии 9 ГэВ мы положили  $g_{\pi^+N} \approx 1$ , поскольку  $g_N = 2$  (два возможных направления спина нейтрона),  $\bar{n}_{\pi^+} \approx 2$ ,  $\bar{n}_N \approx 1$ . Следует, однако, иметь в виду, что величины  $\bar{n}_{\pi^+}$  и  $\bar{n}_N$  увеличиваются с ростом атомного веса ядра-мишени, и отношение  $K^+/\pi^+$  должно быть растущей функцией  $A$ .

Выражения (8), (5), (16) позволяют непосредственно вычислить искомые отношения  $K^+/K^-$  и  $K^+/\pi^+$ :

$$\omega_{K^+}/\omega_{K^-} = g_{\Lambda_0} \exp\{-(E_{K^+}-E_{K^-})/T\} (m_{\Lambda_0}/m_{K^+})^{3/2} \exp\{-(m_{\Lambda_0}-m_N)/T\}, \quad (18)$$

$$\omega_{K^+}/\omega_{\pi^+} = \frac{g_{\Lambda_0}}{g_{\pi^+N}} \exp\left\{-\frac{E_{K^+}-E_{\pi^+}}{T}\right\} \left(\frac{m_{\Lambda_0}}{m_N}\right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{m_{\Lambda_0}-m_N}{T}\right\}. \quad (19)$$

При сопоставлении (18), (19) с экспериментом необходимо принять во внимание, что экспериментальные данные приводятся, как правило, в виде функции масштабной переменной  $X_A$ , которая определяется соотношениями:

$$E_0 + X_A m_N = E_i + E_s, \quad (20)$$

$$\vec{p}_0 = \vec{p}_i + \vec{p}_s, \quad (21)$$

$$M_0 = m_0 + X_A m_N + m_2. \quad (22)$$

Здесь  $E_0$  и  $P_0$  - энергия и импульс налетающей, а  $E_i$  и  $\vec{P}_i$  - кумулятивной частицы в лабораторной системе координат,  $m_0$  - масса налетающей частицы;  $m_2$  - дополнительная масса, появление которой обусловлено законами сохранения квантовых чисел. Так,  $m_2 = m_{K^+}$  для процесса образования кумулятивного  $K^-$ -мезона;  $m_2 = m_{\Lambda_0} - m_N$  - для  $K^+$ -мезона. Находя из (20) - (22) импульс кумулятивной частицы при заданном угле вылета  $\theta$ , получим:

$$P_i = \frac{C \cdot \cos \theta + (E_0 + X_A m_N) \sqrt{C^2 - \{(E_0 + X_A m_N)^2 - P_0^2 \cos^2 \theta\}}}{(E_0 + X_A m_N)^2 - P_0^2 \cos^2 \theta} m_i^2, \quad (23)$$

где

$$C = X_A m_N (E_0 - m_0 - m_2) - m_0 m_2 + \frac{m_i^2 - m_2^2}{2}. \quad (24)$$

Таким образом, процедура сопоставления (18), (19) с экспериментом включает в себя вычисление энергий кумулятивных частиц  $E_i = \sqrt{P_i^2 + m_i^2}$  в лабораторной системе координат при заданном значении  $X_A$ , преобразование этих энергий в систему покоя промежуточной статистической системы

$$E_i^{(c)} = (E_i - \beta P_i \cos \theta) \gamma \quad (25)$$

и подстановку  $E_i^{(c)}$  в (18), (19).

Строго говоря, для вычисления лоренц-фактора системы  $\gamma$  нужна конкретная модель образования такой системы. Здесь для сравнения (18), (19) с данными /6/, полученными при энергии  $E_0 = 9,0$  ГэВ, мы ограничимся простым приближением, не противоречащим существующим кластерным моделям /4,5/. Допустим, что на образование системы затрачивается  $X_0 P_0$  импульса первичного протона, причем  $X_0 \approx 0,5$ . Система же включает в себя два нуклона ядра-мишени при  $1 \leq X_A \leq 2$  и три нуклона при  $2 \leq X_A \leq 3$ . Допущенный произвол в выборе  $X_0$  практически не влияет на результат. Необходимо, однако, указать на то, что при больших энергиях принятое приближение неприемлемо, так как в этом случае кумулятивный адрон излучается динамически выделенной подсистемой /46/, лоренц-фактор которой не совпадает с лоренц-фактором всей промежуточной компаунд-системы, образованной в неупругом взаимодействии налетающей частицы с одним из нуклонов ядра.

Результаты расчета отношений  $K^+/K^-$  и  $K^+/\pi^+$  при  $T \approx m_\pi$  сопоставлены с экспериментальными данными /6/ на рис. I. Из этого

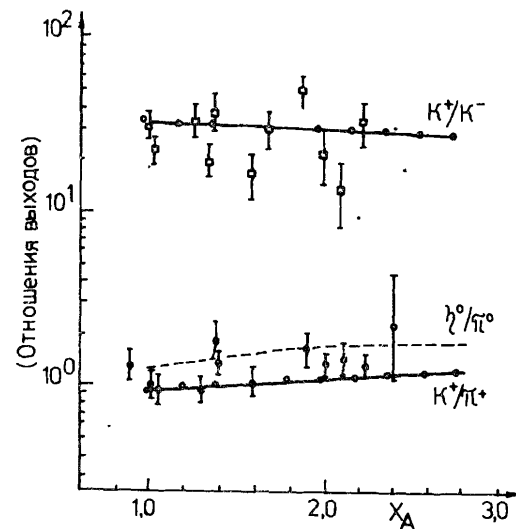


Рис. I. Отношения выходов кумулятивных мезонов

### § 3. Струи адронов в области фрагментации ядра-мишени

Важные критерии выбора схемы кумулятивных адронных процессов могут быть сформулированы на основе анализа струй адронов в области фрагментации мишени. Так, в работе /II/ исследовались характеристики кумулятивных струй, то есть таких групп частиц в задней полусфере, для которых  $\beta_0 = \sum_i \beta_i > 1$ , где

$$\beta_i = \frac{E_i - P_{i||}}{m_N}. \quad (26)$$

При этом обнаружилось, что основные параметры этих струй (распределения по сферисити, квадрату поперечного импульса частиц в струе и т.д.) идентичны характеристикам струй в мягких адронных столкновениях. На основании этого результата в /II/ был сделан вывод о том, что частицы, составляющие кумулятивную струю, образуются вне ядра.

Действительно, если бы эти частицы рождались внутри ядра, то за счет их взаимодействий с внутриядерными нуклонами происходило бы относительное размытие струи и рост среднего поперечного импульса частиц относительно оси струи. Идентичность характеристик струй в кумулятивных взаимодействиях на легких ядрах и в мягких адронных

сопоставления следует, что наблюдаемые величины отношений  $K^+/K^-$  и  $K^+/\pi^+$  соответствуют схеме 2, основанной на представлении о "горячем" источнике кумулятивных мезонов.

Необходимо, однако, помнить, что в рамках принятых приближений статистический подход может претендовать на описание выходов тяжелых частиц с точностью до фактора порядка 2.

столкновениях подтверждена недавно в <sup>/12/</sup> на основе анализа более обширного экспериментального материала.

Для поиска критериев выбора схемы образования кумулятивных адронов несомненный интерес представляют результаты анализа струй в пространстве 4-скоростей <sup>/13/</sup>. В качестве меры расстояния в этом пространстве используется квадрат разности 4-скоростей <sup>/14/</sup>

$$v_{ik} = -(u_i - u_k)^2 = - \left( \frac{p_i}{m_i} - \frac{p_k}{m_k} \right)^2 = 2 \left( \frac{E_i E_k - \vec{p}_i \vec{p}_k}{m_i m_k} - 1 \right) \quad (27)$$

Для изучения характеристик струй введена 4-скорость струи

$$V = \frac{\sum u_i}{\sqrt{(\sum u_i)^2}} \quad (28)$$

и исследовано инклюзивное распределение частиц по переменной

$$v_k = -(V - u_k)^2 \quad (29)$$

Была обнаружена универсальность распределения по  $v_k$  для  $\pi$ -мезонов. Вид этого распределения при  $v_k \gtrsim 4$  аппроксимировался выражением:

$$F(v_k) \sim \exp \left\{ - \frac{v_k}{\langle v_k \rangle} \right\}; \quad \langle v_k \rangle \approx 4. \quad (30)$$

Обнаруженная универсальность и сама форма распределения по  $v_k$  находятся в непосредственном соответствии с представлением о том, что образование частиц в области фрагментации мишени обусловлено "горячим" источником. Действительно, нетрудно убедиться в том, что величина  $v_k$  пропорциональна энергии частицы  $E_k^{(jet)}$  в системе центра инерции струи:

$$v_k = 2 \left\{ (E_{jet} E_k - \vec{p}_{jet} \vec{p}_k) / (M_{jet} m_k) - 1 \right\} = \quad (31)$$

$$= 2 \left\{ \frac{\gamma_{jet}}{m_k} (E_k - \beta_{jet} p_{k||}) - 1 \right\} = 2 \left( \frac{E_k^{(jet)}}{m_k} - 1 \right).$$

Здесь  $M_{jet}$  - масса струи,  $\gamma_{jet} = E_{jet} / M_{jet}$  - лоренц-фактор центра инерции струи,  $\beta_{jet} = \sqrt{1 - 1/\gamma_{jet}^2}$  - его скорость. Если рассматривать струю как результат распада быстро движущейся статистической подсистемы (ПС), то распределение частиц по  $E_k^{(jet)}$  в системе покоя данной ПС при больших  $E_k^{(jet)}$  определяется экспонентой:

$$F(E_k) \sim \exp \left\{ - E_k^{(jet)} / T \right\}. \quad (32)$$

Следовательно, распределение по  $v_k$  будет иметь вид:

$$F(v_k) \sim \exp \left\{ - \left( \frac{v_k}{2} + 1 \right) \frac{m_k}{T} \right\} \sim \exp \left\{ - \frac{v_k}{2T/m_k} \right\}, \quad (33)$$

соответствующий экспериментальной аппроксимации (30).

При оценке наклона распределения по  $v_k$  следует иметь в виду, что любой критерий отбора частиц, составляющих струю, несовершенен из-за наличия частичного перемешивания в фазовом пространстве продуктов распада различных ПС. Это приводит к неточности в определении лоренц-фактора ПС, образующего струю, и к анизотропии углового распределения частиц в с.ц.и. струи. Следовательно, при сравнении (30) с (33) должна фигурировать не реальная температура ПС, а эффективная  $T_{эфф}$ , соответствующая движению ПС с лоренц-фактором  $\tilde{\gamma}$  относительно центра инерции струи, найденного экспериментально. Для релятивистских частиц

$$T_{эфф} \approx \sqrt{\frac{1+\tilde{\beta}}{1-\tilde{\beta}}} T; \quad \tilde{\beta} = \sqrt{1 - 1/\tilde{\gamma}^2}. \quad (34)$$

Из (33) следует, что наклоны распределений по  $v_k$  определяются массами частиц:

$$\langle v_k \rangle_i / \langle v_k \rangle_j \approx m_j / m_i. \quad (35)$$

(35) согласуется с наблюдаемым отношением величин  $\langle v_k \rangle$  для  $\pi$ - и  $k$ -мезонов <sup>/13/</sup>. Несколько хуже оно выполняется для  $\pi$ -мезонов и  $\Lambda$ -частиц. Это связано с тем, что неточность экспериментального определения центра инерции струи по-разному сказывается на спектрах релятивистских и нерелятивистских частиц. Из (33) следует также, что использование вместо  $v_k$  масштабной переменной вида  $d_k = (\sqrt{p_k})$  привело бы к отсутствию зависимости наклона спектра не только от сорта сталкивающихся частиц, но и от массы наблюдаемой частицы. Переменная  $d_k$  могла бы быть также использована для анализа струй  $\gamma$ -квантов.

Итак, результаты исследования адронных струй свидетельствуют о том, что рождение мезонов в области фрагментации ядра - мишени происходит вне ядра при распаде "горячей" статистической подсистемы.

§ 4. Заключение: кумулятивное мезообразование и общая картина кумулятивных процессов

По нашему мнению, различные процессы, сопровождающиеся появлением частиц в области фазового пространства, запрещенной в столкновении с нуклоном, можно в первом грубом приближении разделить на три класса в соответствии с масштабом величины пространственно-временного интервала, внутри которого происходит взаимодействие, ответственное за кумулятивный эффект.

Этим же масштабом определяется и объект, о котором может быть получена информация. Такая классификация приводит к возникновению следующей иерархии (см. рис. 2).

I. Самым "быстрым" является процесс глубоконеупругого кумулятивного лептон-ядерного ( $LA$ )-рассеяния. В системе покоя ядра ему соответствует интервал  $\tau_{15,16}$

$$L \approx \hbar / 2m_N \chi \approx 0,1 \text{ фм.} \ll r_N \quad (36)$$

( $r_N$  - радиус нуклона). При больших  $\chi$  фон от вторичных эффектов отсутствует, и процесс определяется только структурной функцией ядра в момент рассеяния лептона. Следовательно, в данном случае кумулятивный эффект может быть связан лишь с флуктуативными отклонениями партонного спектра "холодного" ядра от партонного спектра свободных нуклонов.

В [17,18] показано, что модели, в которых отличие структурных функций ядра от структурных функций свободных нуклонов мотивируется флуктуациями нуклонных степеней свободы в ядре, не удовлетворяют критерию внутренней согласованности схемы.

Там же (в [17,18]) сформулирована модель флуктуаций цвета "соседних" ядерных нуклонов непосредственно на партонном уровне. Эти флуктуации не затрагивают всего вещества изменяющих свой цвет нуклонов. Кроме того, они могут осуществляться, когда нуклоны находятся на взаимных расстояниях, характерных для основного состояния ядра. Следовательно, нет необходимости дополнительно предполагать наличие сильных флуктуаций величины расстояния между нуклонами.

Конкретно, механизм флуктуации цвета состоит в захвате кварком, обладающим большим  $\chi$ , глюона, также с большим  $\chi$ , но принадлежащего "соседнему" нуклону. В результате кварк приобретает  $\chi > 1$ , то есть становится кумулятивным, а между "окрашенными" нуклонами - партнерами по обмену - натягивается цветовая струна, средняя длина которой порядка  $\bar{\ell} \approx 0,25$  фм, а энергия  $\chi \bar{\ell}$  ( $\chi \approx 0,7-1$  ГэВ/фм).

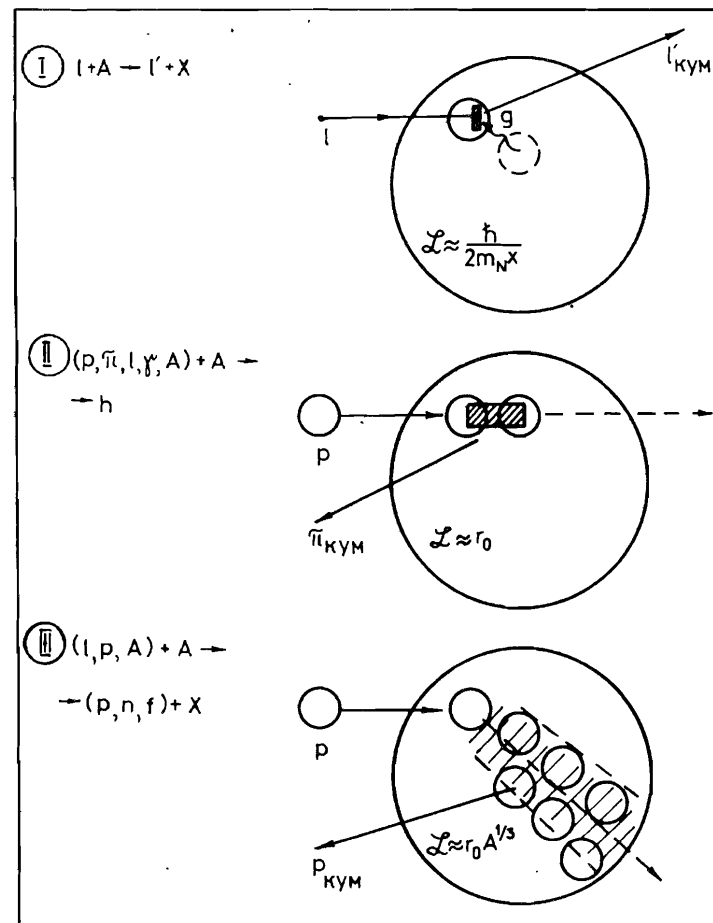


Рис. 2. Пояснение к классификации кумулятивных эффектов в соответствии с иерархией пространственно-временных интервалов

Оценка вероятности  $P_2$  нуклону оказаться в окрашенном состоянии, не противоречащая данным по ЕМС-эффекту в примыкающей области  $0,6 \leq \chi \leq 1$  (получена совместно с Д.Б.Прилепским), приводит к значению  $P_2 \approx 1\%$ , слабо зависящему от  $A$ . Заметим, кстати, что при этом  $P_2 \cdot \chi \bar{\ell} \approx 3$  МэВ. Очевидно, что такое значение эффективной энергии флуктуации не может привести к "энергетическому кризису", к проблеме, с которой сталкиваются модели [1-3,28], так как оно

мало и находится в пределах точности определения глобальных ядерных параметров.

Таким образом, глубоконеупругое кумулятивное  $\bar{e}A$ -рассеяние становится возможным благодаря флуктуации цвета, обеспечивающей возникновение в ядре особого объекта - кумулятивного кварка в системе двух сильно взаимодействующих окрашенных нуклонов. Этот объект характеризуется параметрами:

$$x > 1, \quad \tau \approx \hbar / \kappa \bar{e}, \quad P_2 \approx 1\%. \quad (37)$$

Таким образом,  $\bar{e}A$ -рассеяние является источником информации об особенностях в поведении партонных степеней свободы холодных ядерных систем (параметры (37) и производные от них). Вместе с тем, оно содержит дополнительные сведения о структурной функции глюонов в нуклоне, от конкретного вида которой существенно зависят интенсивность и форма флуктуации цвета в ядре.

П. Более продолжительным является пространственно-временной интервал для процесса множественного рождения адронов в ядерном веществе в предельном случае, соответствующем схеме собирания нуклонов в единую компаунд-систему с <sup>/4/</sup>. В этом процессе длительность взаимодействия, приводящего к образованию системы, излучающей кумулятивный мезон, определяется длиной "собирания" и составляет величину порядка:

$$L/c \approx 2 \text{ фм} / c. \quad (38)$$

Именно этот механизм доминирует при рождении кумулятивных мезонов при столкновении частиц и ядер с ядрами. Согласно терминологии данной работы он относится к схеме 2.

В противоположность  $\bar{e}A$ -рассеянию, являющемуся средством исследования холодных кварк-адронных систем,  $\bar{h}A$ - и  $AA$ -столкновения предоставляют дополнительные возможности для изучения свойств "горячих" объектов - КС. Глобальные характеристики КС довольно подробно обсуждены в <sup>/20/</sup>. Одним из наиболее показательных примеров новой важной информации, вытекающей из кумулятивного эффекта, является оценка времени  $\tau_c$  (см. <sup>/4/</sup>) развития диссипативных процессов в КС и зависимость этого времени от ее массы в рамках модели собирания. Этот параметр характеризует весьма трудную для изучения стадию развития множественного рождения - переход значительной доли кинетической энергии столкновения частиц в энергию возбуждения цветного поля.

Вопрос о механизме диссипации энергии в адронных процессах имеет отношение к общей проблеме стохастизации движения в полях

Янга-Миллса. Не исключено, что именно эти процессы являются наиболее удобным объектом природы, на котором можно проверять результаты проводимых в рамках данной проблемы теоретических исследований. В самом деле, в работах <sup>/20,21/</sup> сделан вывод о неустойчивости движения в янг-миллсовских системах в квазиклассическом пределе, что приводит к стохастичности. Рассматривая КС в момент образования как цветную трубку или струну, натянутую между парой цветных объектов с энергией относительного движения  $M$ , можно считать, что движение в такой системе квазиклассично, когда  $z M \approx n \hbar$ , где  $n \gg 1$ , а  $z = ct$  - расстояние между цветными объектами в момент времени  $t$  от начала взаимодействия. В соответствии с <sup>/4/</sup> среднее время развития необратимых диссипативных процессов в КС равно  $\tau \approx \tau_0 / M$ . Определенное из сопоставления с экспериментом значение  $\tau_0 \approx 2 \text{ ГэВ} / \text{фм} / c$  <sup>/40/</sup> соответствует  $n \approx 10$ . Это означает, что в КХД как частном случае поля Янга-Миллса, степень квазиклассичности движения, при которой возникает стохастичность, характеризуется квантовыми числами порядка 10.

Ш. Наконец, последний в иерархии времен взаимодействия класс кумулятивных процессов включает в себя образование кумулятивных протонов и фрагментов. Наличие сильной  $A$ -зависимости их сечения свидетельствует о том, что область формирования систем, излучающих такие частицы, - порядка размеров ядер. Эти процессы развиваются в ядерном веществе после прохождения стадии множественного рождения и представляют собой "ответ" ядра на реализацию в нем "быстрых" взаимодействий, выражающийся в образовании и распаде "теплых" барионных подсистем - БПС.

Можно думать, что образование БПС в ядре - также результат проявления цветных сил. В самом деле, вероятность флуктуаций цвета возбужденных нуклонов отдачи, оказавшихся к тому же в зоне ядра с плотностью, превышающей нормальную (следствие прошедшего в ядре "быстрого" процесса), должна сильно возрасти и намного превзойти значение  $P_2$  в (37). Это должно вызвать "налипание" (или собирание) на нуклоны отдачи некоторого числа окрашенных ядерных нуклонов. Иными словами, образуется многобарионная система, обладающая некоторым импульсом и живущая в течение конечного времени.

Экспериментальные указания на реализацию БПС в  $\bar{h}A$ - и  $AA$ -взаимодействиях получены в <sup>/22,23/</sup>.

Одной из возможностей распада БПС является излучение его кумулятивного нуклона или фрагмента.

Приближенная модельная реализация описанной выше картины сформулирована в <sup>/24/</sup>. Следуя <sup>/24/</sup>, сечение вылета этих продуктов можно приближенно записать в виде:



$$E d^3\sigma/dp^3 = \sigma_{hA} N \sum_n F_n \cdot x \cdot f_n(x, p_1). \quad (39)$$

Здесь  $\sigma_{hA}$  - сечение адрон-ядерных взаимодействий,  $N$  - число нуклонов инициаторов (нуклонов отдачи), которое можно связать с наблюдаемым числом " $g$ "-частиц.  $F_n$  - вероятность собирания  $n$  нуклонов в БПС:

$$F_n = \frac{1}{n!} (\alpha A^{1/3})^n \exp(-\alpha A^{1/3}). \quad (40)$$

В принятом приближении  $\alpha$  - параметр модели, не зависящий от энергии, массы и сорта налетающей частицы. Этот параметр характеризует интенсивность "залипания" нуклонов в единую БПС. В качестве  $f_n(x, p_1)$  можно использовать выражение, основанное на модели продольного фазового объема. Из (39) вытекает, что  $A$ -зависимость каждого последующего члена в этом выражении отличается от  $A$ -зависимости предыдущего на фактор  $A^{1/3}$  (см. (40)). Поскольку нижний предел суммирования в (39) увеличивается на единицу с увеличением массы фрагмента на один нуклон,  $A$ -зависимость сечений образования фрагментов увеличивается при этом приблизительно на фактор  $A^{1/3}$ . Именно такая закономерность отмечена <sup>/25/</sup> при анализе экспериментальных данных. По той же причине примерно на фактор  $A^{1/3}$  возрастает и  $A$ -зависимость сечения образования протонов при переходе к каждому следующему порядку кумулятивности. Экспериментальные данные <sup>/26/</sup> не противоречат и этому следствию. С помощью выражения (14) удастся удовлетворительно описать также инвариантные сечения для протонов, полученные в <sup>/26,27/</sup>.

Дальнейшее изучение особенностей формирования и распада БПС представляет несомненный интерес, так как они связаны с проявлением цветовых сил.

Таким образом, согласно рассмотренной общей картине, использование современных представлений о структуре адронов и характере цветовых сил (удержание цвета) открывает путь к интерпретации различных кумулятивных эффектов на единой основе.

При этом, как отмечалось выше, кумулятивное мезообразование естественно связывать с возникновением горячих адронных систем, вещество которых составляет сильновозбужденная кварк-глюонная плазма, развивающаяся в условиях интенсивной стохастизации и диссипации.

Авторы признательны А.М.Балдину, М.Г.Мещерякову, Г.А.Лексину и другим участникам семинаров в ЛФФ, ЛВЭ и ЛВТА ОИЯИ, ИФВЭ (Протвино), ИТЭФ, ФТИ АН СССР им.А.Ф.Иоффе, ИФВЭ АН КазССР (Алма-Ата) за обсуждение рассмотренных проблем.

## Литература

1. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. Физика ЭЧАЯ, 1980, II, с.571.
2. Ефремов А.В. Физика ЭЧАЯ, 1982, I3, с.613.
3. Vary J.P. В кн.: УП Международный семинар по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д I,2-84-599, Дубна, 1984, с.186; Лукьянов В.К., Титов А.И. Физика ЭЧАЯ, 1979, I0, с.815; Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Физика ЭЧАЯ, 1984, I5, с.1249.
4. а) Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L. Fortschritte der Physik, 1980, 28, p.35.  
б) Golubyatnikova E.S., Shakhmanova G.A., Shmonin V.L. Acta Phys. Pol., 1984, B15, p.585.
5. Горенштейн М.И., Зиновьев Г.М., Шелест В.П. ЯФ, 1977, 26, с.788; Gorenstein M.I., Zinovjev G.M. Preprint ITP 78-168E, Kiev, 1979.
6. Балдин А.М. и др. В кн.: УП Международный семинар по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д I,2 -84-599, Дубна, 1984, с.195.
7. Балдин А.М., Гольданский В.И., Розенталь И.Л., Кинематика ядерных реакций, Физматгиз, М., 1959; Фейнберг Е.Л. УФН, 1971, I04, с.539.
8. Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L. Acta Phys. Austr., 1979, 50, p.165.
9. Беленький С.З. и др. УФН, 1957, 62, с.1.
10. Ставинский В.С. ОИЯИ, P2-80-767, Дубна, 1980.
11. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-83-483, Дубна, 1983.
12. Baldin A.M. et al. JINR E1-85-415, Dubna, 1985.
13. Baldin A.M. et al. JINR E1-85-675, Dubna, 1985.
14. Балдин А.М., Диденко Л.А. Краткие сообщения ОИЯИ 3-84, Дубна, 1984, с.5; 8-85, Дубна, 1985, с.5.
15. Smirnov A.Yu. Preprint IFVE 84-206, Serpukhov, 1984.
16. Jaffe R.L. MIT-preprint, CTP, 1120, 1983.
17. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ P2-85-471, Дубна, 1985.
18. Гагарин Ю.Ф., Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. Препринт ФТИ им.Иоффе № 965, Ленинград, 1985.
19. Kalinkin B.N. Fortschritte der Physik, 1984, 32, p.395-448.
20. Чириков Б.В., Шепелянский Д.Л. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, с.171-175.
21. Матинян С.Т., Саввиди Г.К., Тер-Арутюнян-Саввиди Н.Г. и др. ЖЭТФ, 1981, 80, с.830-838.
22. Gagarin Yu.F., Kalinkin B.N., Lukin V.A., Preprint FTI-939, Leningrad, 1985, p.11.

23. Гагарин Ю.Ф. и др. Препринт ФТИ-954, Ленинград, 1985, с.11 .  
 24. Прилепский Ю.Б., Шмонин В.Л. . Препринт ИФВЭ АН КазССР № 85-14, Алама-Ата 1985.  
 25. Ставинский В.С. Физика ЭЧАЯ, 1979, 10, с.949.  
 26. Вауков Y.D. e.a. Phys.Rev., 1979, C20, p.764-772.  
 27. Барков Ю.Д. и др., Препринт ИТЭФ, № 15, Москва, 1980.  
 28. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л., Препринт ОИЯИ P2-86-182, Дубна, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел  
 31 марта 1986 года.

Голубятникова Е.С., Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. P2-86-183  
 О критериях выбора схемы кумулятивного мезонообразования.  
 Качественный состав кумулятивных адронов; анализ характеристик  
 адронных струй; классификация кумулятивных процессов

В дополнение к установленным нами ранее критериям, которым должны удовлетворять теоретические схемы кумулятивного мезонообразования, рассмотрены два новых. Первый требует согласования с экспериментом описания качественного состава кумулятивных мезонов различных сортов. Второй - правильного воспроизведения характеристик кумулятивных адронных струй. Показано, что оба критерия удовлетворяются схемой, предполагающей образование налетающей частицей горячей адронной системы, распадающейся за пределами ядра. Обсуждается место, занимаемое процессом кумулятивного мезонообразования в общей картине кумулятивных эффектов, построенной в соответствии с иерархией величин пространственно-временных интервалов, характерных для лептон-ядерного, адрон- и ядро-ядерного взаимодействий, а также для "ответа" ядра на прошедшие в нем быстрые процессы.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Т.Ю. Думбрайс

Golubyatnikova E.S., Kalinkin B.N., Shmonin V.L. P2-86-183  
 On Criteria of the Choice of a Scheme of Cumulative Meson Production.  
 Quantitative Composition of Cumulative Hadrons; Analysis of Characteristics  
 of Hadron Jets; Classification of Cumulative Processes

In addition to the established by us earlier criteria which are to be applied to theoretical schemes of cumulative meson production, two new criteria are considered. The first one requires the accordance between experiment and description of qualitative composition of cumulative mesons of different types. The second criterion requires the correct reproduction of characteristics of cumulative hadron jets. It is shown that to the both criteria satisfy the mechanism that assumes the production, by an incident particle, of a hot hadron system decaying usually beyond the nucleus. We analyse what is the status of this process in the general picture of cumulative effects constructed in accordance with the hierarchy of space-time intervals characteristics of lepton-nucleus, hadron- and nucleus-nucleus interactions and of the nucleus "response" to fast processes occurring.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986