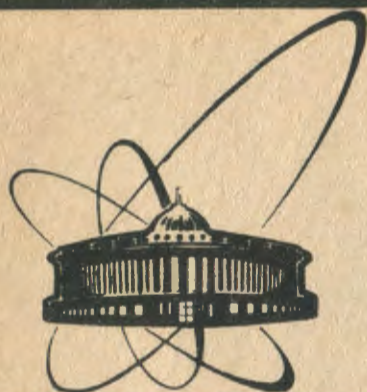


90-417

БИБЛИОТЕКА



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-90-417

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

О ДВУХ ПОПУЛЯРНЫХ ЭФЕКТАХ
В "РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ"

II. Качественный состав кумулятивных адронов,
аргументы в пользу "горячей" схемы
процесса кумулятивного рождения

1990

I. Введение

В первой части данной работы^{/1/} было показано, что A -зависимость сечений рождения π -мезонов на ядрах (как в области ЭМС-эффекта, так и в области кумулятивной) можно объяснить на языке существующей общей картины процесса множественного рождения в адрон-ядерных столкновениях. Их поведение обусловлено не особенностями кварк-партоновых структурных функций холодных ядер, описывающих их до столкновения, а закономерностями формирования и распада горячей адронной компаунд-системы (КС).

Здесь мы рассмотрим дополнительные аргументы в пользу горячей схемы кумулятивного эффекта, возникающие естественным образом при анализе качественного состава кумулятивных адронов.

Уже неоднократно отмечалось^{/2,3/}, что отношения сечений образования таких адронов являются наиболее информативными характеристиками для выбора механизма кумулятивного эффекта. В этой связи полезно напомнить самые общие соотношения, используемые практически в любой модели.

Инвариантное сечение образования адрона сорта " i " обычно представляют в виде суммы:

$$E \frac{d^3 \sigma_i}{dP^3} = \sum_n W_A^{(n)} F_i^{(n)}(x), \quad (I.1)$$

где $W_A^{(n)}$ - сечение коллективного взаимодействия налетающей частицы с n нуклонами ядра A , а $F_i^{(n)}(x)$ - инвариантный спектр адронов " i ", образующихся в результате такого взаимодействия.

В (I.1) x - кумулятивное число, которое можно рассматривать также как минимальную массу мишени, выраженную через нуклонную массу:

$$x = \frac{1}{m_N} \frac{E^{in} E_i - p^{in} p_i \cos \theta + \frac{1}{2}(m_2^2 - m_i^2) + m_N m_2}{E^{in} - m_N - E_i - m_2}. \quad (I.2)$$

Здесь E^{in} , p^{in} - энергия и импульс первичной, а E_i , p_i - кумулятивной частиц, m_i - масса последней, θ - угол вылета в лабораторной системе, m_N - масса нуклона, m_2 - массовая поправка, учитывающая законы сохранения странности и барионного заряда.

Практически в любой модели кумулятивного эффекта сумма (I.1) обладает важным свойством: почти во всей области изменения x в сечении образования кумулятивных частиц доминирует какой-либо один член этой суммы. Конкуренция между соседними по n членами возникает лишь вблизи целых значений x . Это позволяет использовать

для оценки отношения сечений образования различных кумулятивных адронов следующее приближение:

$$R_{i/j} = E \frac{d^3 G_i}{dP^3} / E \frac{d^3 G_j}{dP^3} \approx F_i^{(m)}(x) / F_j^{(m)}(x). \quad (1.3)$$

Из (1.3) в областях значений x , где оно справедливо, следует, что отношения $R_{i/j}$ определяются, в основном, природой источника частиц и не чувствительны к механизму его формирования.

Ниже мы рассмотрим качественные (раздел 2) и количественные (разделы 3,4) следствия из предположений о природе источника кумулятивных адронов для их качественного состава.

2. Качественный состав и природа источника кумулятивных адронов

В горячей схеме таким источником является статистически равновесная КС. Поэтому отношения $R_{i/j}$ должны определяться отношениями фазовых объемов для сравниваемых каналов реакции. Их можно выразить через температуру и химические потенциалы частиц, характеризующие распад статистической КС в основном канале множественного рождения. При этом ароматный состав кварков горячего источника определяется из условия химического равновесия в КС, а спектры вторичных адронов с разным набором ароматов валентных кварков в x -представлении с хорошей точностью подобны /3,4,5/. Итак, в горячей схеме кумулятивный эффект является естественным следствием процесса множественного рождения. И в полном соответствии с этим вычисление величин

$R_{i/j}$ производится в рамках методов, разработанных для описания именно процесса множественного рождения, и не требует привлечения каких-либо дополнительных гипотез или введения новых, специфических для кумулятивного эффекта параметров.

Иная ситуация имеет место в холодной схеме, в которой для описания кумулятивного эффекта, как правило, выдвигаются новые гипотезы и возникают специальные дополнительные параметры.

Основное допущение этой схемы – спектр кумулятивных адронов определяется кварк-партонной структурной функцией холодного ядра, присущей ему до взаимодействия. На практике любая конкретная модель этой схемы должна приписать ядрам структурную функцию, которая в области $x > 1$ приближенно имеет вид

$$F_2(x) \sim e^{-x/x_0}, \quad (x_0 = 0.14). \quad (2.1)$$

Подчеркнем, что сформулировать специальную гипотезу (2.1) вынудила необходимость воспроизвести спектр в кумулятивных реакциях. Убедительных подтверждений наличия такой структурной функции для холодных ядер, вытекающих из анализа других реакций (глубоконеупругое μ A-рассеяние, рождение лептонных пар), до сих пор не получено.

Более того, мы не можем привести в качестве примера ни одной удачной попытки последовательно модельной реализации гипотезы (2.1).

В предложенных моделях холодной схемы физический объект, выполняющий роль источника, наделяемый структурной функцией (2.1), либо не полностью определен, что не позволяет судить о возможности его существования в ядрах, либо обладает несовместимыми свойствами, что полностью исключает такую возможность^{х)}.

Далее, если не изменять духу холодной схемы, то следует признать, что качественный состав кумулятивных адронов должен однозначно определяться ароматным составом кварков холодного ядра. Сопоставляя среднюю величину ядерного потенциала $V_0 \approx 0,04$ ГэВ и характерный параметр адронной структуры – массу составляющего кварка $m_q \approx m_N/3 \approx 0,3$ ГэВ, было бы естественным допустить, что влияние ядерных сил на внутреннюю структуру нуклона должно быть очень слабым. Об этом же свидетельствует и масштаб ЕМС – эффекта в глубоконеупругом рассеянии лептонов на ядрах. Уже на этом основании можно было бы ожидать, что ароматный состав валентных кварков ядра будет мало отличаться от соответствующего состава нуклона. Однако такая простая логика для холодной схемы оказывается неприемлемой: отношения выходов различных кумулятивных адронов находятся в резком противоречии с экспериментом. Наиболее яркое расхождение наблюдается для величины $R_{K/\pi}$ и её зависимости от x . Дело в том, что оба валентных кварка K^- -мезона не содержатся среди валентных кварков нуклона, тогда как в π^- -мезон входит d -кварк, имеющийся и в нуклоне. Поэтому поведение $R_{K/\pi}$ должно приблизительно соответствовать поведению отношения структурных функций валентных и "морских" кварков, т.е. быстро убывать с увеличением x . Эксперимент же свидетельствует^{11,12/} о том, что это отношение практически постоянно в интервале $1 \leq x \leq 3$.

Качественно согласовать холодную схему с наблюдаемым поведением $R_{K/\pi}$ можно, лишь заплатив высокую цену, вводя в схему дополнительную весьма сильную гипотезу о наличии в ядре так называемого "жесткого моря", т.е. некоторой примеси, структурная функция которой подобна структурной функции валентных u - и d -кварков, а аромат-

^{х)} Критика ряда конкретных моделей холодной схемы представлена в /2,3,6-10/.

ный состав соответствует составу "морских" кварков нуклона. И вновь следует подчеркнуть, что эта гипотеза, как и гипотеза (2.1), не подтверждена другими экспериментами и привлечена исключительно для объяснения особенностей кумулятивного эффекта.

Мы считаем, что с физической точки зрения гипотеза о существовании в ядре "жесткого моря" не выдерживает критики и потому неприемлема. Для осуществления ситуации, предписываемой этой гипотезой в ядре, должны существовать объекты с массой порядка $(2 \div 4) m_N$, в которых "морские" кварки нуклонов выступили бы в новом амплуа - в качестве валентных. По-видимому, единственной конкретной попыткой модельного оформления этой гипотезы явилось внесение примеси нуклон-антинуклонных пар, флуктуативно возникающих в ядрах ^{/13/}. Сформулируем конкретные возражения.

Прежде всего, напомним ставшее уже классическим изложение партонной модели ^{/14/}, в соответствии с которым пары, флуктуативно возникающие в системе покоя адрона и определяющие в этой системе его структуру, полностью подавляются при переходе в систему, быстро движущуюся относительно адрона, т.е. в ту систему, в которой становится справедливой кварк-партонная интерпретация его структурной функции.

Несостоятельность такого подхода можно продемонстрировать и с помощью временных соотношений. Они были использованы ранее ^{/6,7,9/} при выявлении внутренних противоречий в методе конструирования структурных функций в моделях многокварковых флуктуаций ^{/15,16/} и малонуклонных корреляций ^{/17/}. В самом деле, пусть в ядре, состоящем в основном из нуклонов, флуктуативно возникает нуклон-антинуклонная пара с массой $\approx 2m_N$. Поскольку в холодном ядре свободная энергия для возникновения этой пары отсутствует, последняя должна быть виртуальной. Следовательно, её время жизни ограничено соотношением неопределенностей, которое в быстродвижущейся относительно ядра системе имеет вид

$$\tau_f \approx \frac{\hbar}{E_A^* - E_A} = \frac{\hbar}{\sqrt{p_A^2 + (m_N + 2m_N)^2} - \sqrt{p_A^2 + m_N^2}} \approx \frac{\hbar p_A}{2m_N m_A} \quad (2.2)$$

Закон сохранения барионного заряда предписывает, чтобы в качестве "строительного материала" для этой пары служили "морские" кварки - ядерные нуклоны с характерным для них быстро убывающим спектром. Для того чтобы валентные кварки пары стали действительно "жестким морем", их спектр должен перестроиться в форму, близкую к (2.1). Такая перестройка не может быть мгновенной. В соответствии с основными

положениями партонной модели перестройка должна явиться результатом многих актов испускания и поглощения партонов, т.е. произойти за время τ_z :

$$\tau_z \gg \tau_p, \quad (2.3)$$

где τ_p - время жизни партонов, которое в партонной модели определяется оценкой

$$\tau_p \approx \frac{x P_N \hbar}{\mu_p^2} \approx \frac{x P_A \hbar}{A \mu_p^2}. \quad (2.4)$$

Здесь $\mu_p^2 \leq 0,1 \text{ ГэВ}^2/18/$ - квадрат массы партона. Очевидно, что такая перестройка партонного спектра может эффективно осуществиться лишь в случае, если продолжительность не превышает времени жизни NN -пары, т.е. если выполняется неравенство

$$\tau_f > \tau_z. \quad (2.5)$$

Однако в случае жестких кварков ($x > 1$) из оценок (2.2) - (2.4) мы имеем противоположное соотношение между τ_f и τ_z :

$$\frac{\tau_f}{\tau_z} \ll \frac{\tau_f}{\tau_p} \approx \frac{A \mu_p^2}{2 m_N m_A} \approx \frac{\mu_p^2}{2 m_N^2} < 0.1. \quad (2.6)$$

Таким образом, ограниченность времени жизни виртуальных NN -пар исключает возможность рассмотрения их в качестве многокварковых объектов, в которые "упаковано" "жесткое море".

Напротив, в горячей схеме процесс трансформации кваркового состава от характерного для первичных нуклонов к составу, характерному для высоковозбужденной КС, протекает в течение много большего времени. Величина этого временного интервала вполне достаточна для установления статистического и химического равновесия между кварками любых ароматов, из которых в конечном счете формируются наблюдаемые адроны.

3. A - зависимость сечения образования кумулятивных K^+ - мезонов

В /4,19/ была доказана применимость термодинамического приближения для оценки отношений сечений образования кумулятивных адронов разного сорта. Нетривиальность этого результата заключается в том, что термодинамическое приближение заведомо неприменимо к описанию абсолютных значений и формы самих спектров частиц в области больших значений

х (когда частица-подсистема уносит более половины доступной энергии КС-термостата).

С помощью этого результата представленная в /3-5/ модельная реализация горячей схемы позволила получить в первом приближении основные соотношения между сечениями образования различных кумулятивных частиц. Однако за пределами её возможностей оказался интересный эффект-более сильная А-зависимость выхода K^+ -мезонов по сравнению с А-зависимостью для π^- и K^- -мезонов. В /20/ показано, что это явилось следствием принятых в /3-5/ приближений. Ниже, основываясь на анализе в /20/, мы покажем, что отказ от этих приближений позволяет воспроизвести и этот эффект.

Прежде всего рассмотрим факторы, которые могут быть учтены дополнительно в уточненной формулировке модели.

а. Учет обмена странностью с внутриядерными нуклонами

Развитие процесса множественного рождения в ядре на всех его стадиях может сопровождаться обменом странностью с внутриядерными нуклонами, т.е. наряду с образующимися в таком процессе нуклонами отдачи возможно появление гиперонов отдачи. В этом случае КС приобретает странность $S_{КС} > 0$. Очевидно, что обратная передача странности, приводящая к $S_{КС} < 0$, сильно подавлена, так как странность всех гиперонов отрицательна. Вероятность однократной передачи странности оценивается формулой

$$P_{S=1} = (1 - e^{-\sigma^* \rho \bar{\ell}}). \quad (3.1)$$

Здесь $\rho = \left(\frac{4}{3} \pi z_0^3\right)^{-1}$ - средняя плотность ядра, $\bar{\ell} = \frac{4}{3} z_0 A^{1/3}$ - средняя длина развития процесса рождения в ядерном веществе, σ^* - эффективное сечение передачи странности. Грубая оценка /20/ на основе данных по образованию Λ -гиперонов в $p\rho$ -взаимодействиях /21/ приводит к значению порядка $\sigma^* \approx 1$ мб при $E_{in} = 10$ ГэВ. Уточненная оценка σ^* , полученная из сопоставления с экспериментом по кумулятивному рождению, дает /20/

$$\sigma^* \approx 1,5 \text{ мб}. \quad (3.2)$$

Малость σ^* позволяет пренебречь многократными передачами-обменами странностью ($S \gg 2$).

б. Учет сопоставимых по вкладу каналов образования частицы данного сорта
 Ранее в работах /3-5/ при оценке отношений сечений образования

различных кумулятивных адронов учитывался лишь один, энергетически наиболее выгодный канал рождения. В /20/ мы отказались от этого приближения, производя суммирование вкладов различных каналов следующим образом. Если при распаде КС реализуются k и m каналов образования частиц сорта i и j соответственно, то отношение выходов этих частиц определяется соотношением

$$(F_i/F_j)_n \equiv (i/j)_n = \left(\frac{\sum_k i_k}{\sum_m j_m} \right)_n = (i_1/j_1)_n \frac{1 + \sum_{k>1} (i_k/i_1)_n}{1 + \sum_{m>1} (j_m/j_1)_n}, \quad (3.3)$$

в котором для величин (i_k/i_1) и (j_m/j_1) , также как и для (i_1/j_1) , применимы простые оценки, полученные в термодинамическом приближении /20/. Примерами различных каналов могут служить процессы образования K^+ - мезонов в паре с различными гиперонами.

в. Уточнение термодинамических параметров КС

Термодинамическими величинами, определяющими отношения выходов кумулятивных адронов, являются температура и химические потенциалы частиц, соответствующие основному каналу распада КС. Ранее /3-5/ значения этих величин определялись следующими приближениями. Температура распада КС полагалась равной массе π -мезона :

$$T \approx m_\pi \approx 0.14 \text{ ГэВ}, \quad (3.4)$$

а химпотенциал нерелятивистской частицы - нуклона приравнивался к его массе:

$$\mu_N \approx m_N \approx 0.939 \text{ ГэВ}. \quad (3.5)$$

Оба приближения представляются разумными, так как (3.4) подтверждается многочисленными результатами феноменологического анализа процесса множественного рождения /22/, а (3.6) широко используется для теоретических оценок (см., например, /23/). Однако T и μ_N не являются независимыми величинами. Они связаны законами сохранения энергии и барионного числа. Для определения величин T и μ_N , учитывая эту связь, в /20/ использован метод, сформулированный в /24/ для описания процесса множественного рождения в столкновениях релятивистских ядер. Здесь мы представим этот метод лишь схематически кратко.

В качестве компонентов распадающегося состояния КС рассматриваются нуклоны, Δ -резонансы, Λ -гипероны, Σ -гипероны, пионы, каоны. Предполагая наличие химического равновесия между всеми сортами частиц, можно выразить химпотенциал любой частицы через три неизвестных /25/:

$$\begin{aligned}
\mu_i &= \mu_i (\mu_p, \mu_n, \mu_{K^+}), \\
\mu_{\pi^+} &= \mu_p - \mu_n, & \mu_{\pi^-} &= \mu_n - \mu_p, \\
\mu_{\Delta^-} &= 2\mu_n - \mu_p, & \mu_{\Delta^+} &= 2\mu_p - \mu_n, \\
\mu_{\rho^0} &= \mu_n, & \mu_{\rho^+} &= \mu_p, \\
\mu_{\lambda^0} &= \mu_p - \mu_{K^+}, & \mu_{\Sigma^0} &= \mu_p - \mu_{K^+}, \\
\mu_{\Sigma^+} &= 2\mu_p - \mu_n - \mu_{K^+}, & \mu_{\Sigma^-} &= \mu_n - \mu_{K^+}, \\
\mu_{\Lambda^0} &= \mu_{K^+} + \mu_n - \mu_p.
\end{aligned} \tag{3.6}$$

Распадные характеристики КС определяются системой уравнений, являющихся следствием законов сохранения барионного B и электрического Q зарядов, странности S , энергии E , а также условия равенства распадной плотности некоторому её критическому значению ρ_c . При записи этих уравнений используется нерелятивистское соотношение между энергией и импульсом тяжелых частиц:

$$E_i \cong m_i + p^2/2m_i, \tag{3.7}$$

а также между их средней энергией и температурой КС:

$$\bar{E}_i = m_i + \frac{3}{2} T. \tag{3.8}$$

В итоге система уравнений приобретает вид /20/

$$\begin{aligned}
B &= \frac{2V}{(\hbar c)^3} \left(\frac{T}{2\pi}\right)^{3/2} \sum_{i=p,n,\Delta^{\pm}} m_i^{3/2} \exp\left(\frac{\mu_i - m_i}{T}\right) + \frac{vV}{(\hbar c)^6} \left(\frac{T}{2\pi}\right)^3 \sum_{\substack{i=\lambda,\Sigma^{\pm},K^{\pm},\bar{K}^0 \\ j=K^{\pm},\bar{K}^0}} (m_i, m_j)^{3/2} \cdot \\
&\cdot 2\left(J_i + \frac{1}{2}\right) \exp\left(\frac{\mu_i + \mu_j - m_i - m_j}{T}\right),
\end{aligned} \tag{3.9}$$

$$\begin{aligned}
Q &= \frac{V}{(\hbar c)^3} \left(\frac{T}{2\pi}\right)^{3/2} \sum_{i=p,K^{\pm},\Delta^{\pm}} q_i m_i^{3/2} \exp\left(\frac{\mu_i - m_i}{T}\right) + \frac{vV}{(\hbar c)^6} \left(\frac{T}{2\pi}\right)^3 \sum_{\substack{i=\lambda,\Sigma^{\pm},K^{\pm},\bar{K}^0 \\ j=K^{\pm},\bar{K}^0}} 2\left(J_i + \frac{1}{2}\right) (q_i + q_j) \cdot \\
&\cdot \exp\left(\frac{\mu_i + \mu_j - m_i - m_j}{T}\right) + \frac{1}{2\pi^2} \frac{V}{(\hbar c)^3} T^3 [F_+(z) - F_-(z)],
\end{aligned} \tag{3.10}$$

$$S = \frac{V}{(\hbar c)^3} \left(\frac{T}{2\pi}\right)^{3/2} \left[m_{K^+}^{3/2} \exp\left(\frac{\mu_{K^+} - m_{K^+}}{T}\right) + m_{K^0}^{3/2} \exp\left(\frac{\mu_{K^0} - m_{K^0}}{T}\right) \right], \tag{3.11}$$

где

$$F_{\pm}(z) = z^3 \int_0^{\infty} \frac{x^2 dx}{\exp[z\sqrt{x^2 + 1} \pm (\mu_p - \mu_n)/T]}; \quad z = \frac{m_p}{T},$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{E} = & \frac{V}{(\hbar c)^3} \left(\frac{T}{2\pi} \right)^{3/2} \sum_{i=p,n,\Delta_2^{\pm},K^{\pm}} m_i^{3/2} (m_i + \frac{3}{2}T) \exp\left(\frac{\mu_i - m_i}{T}\right) 2\left(\mathcal{J}_i + \frac{1}{2}\right) + \\
& + \frac{vV}{(\hbar c)^6} \left(\frac{T}{2\pi} \right)^3 \sum_{i=\lambda,\bar{\lambda},\bar{\kappa},\bar{\kappa}^0} 2\left(\mathcal{J}_i + \frac{1}{2}\right) (m_i m_j)^{3/2} (m_i + m_j + T) \exp\left(\frac{\mu_i + \mu_j - m_i - m_j}{T}\right) + \\
& + \frac{V}{2\pi^2} \frac{T^4}{(\hbar c)^3} [\Phi_+(z) + \Phi_0(z) + \Phi_-(z)], \tag{3.12}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_c = & \frac{1}{(\hbar c)^3} \left(\frac{T}{2\pi} \right)^{3/2} \sum_{i=p,n,\Delta_2^{\pm},K^{\pm}} 2\left(\mathcal{J}_i + \frac{1}{2}\right) m_i^{3/2} \exp\left(\frac{\mu_i - m_i}{T}\right) + \\
& + \frac{v}{(\hbar c)^6} \left(\frac{T}{2\pi} \right)^3 \sum_{i=\lambda,\bar{\lambda},\bar{\kappa},\bar{\kappa}^0} 2\left(\mathcal{J}_i + \frac{1}{2}\right) (m_i m_j)^{3/2} \exp\left(\frac{\mu_i + \mu_j - m_i - m_j}{T}\right) + \\
& + \frac{T^3}{2\pi^2 (\hbar c)^3} [F_+(z) + F_0(z) + F_-(z)], \tag{3.13}
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\Phi_{\pm}(z) &= z^4 \int_0^{\infty} \frac{x^2 \sqrt{1+x^2} dx}{\exp[z\sqrt{1+x^2} \pm (\mu_p - \mu_n)/T]}, \\
\Phi_0(z) &= z^4 \int_0^{\infty} \frac{x^2 \sqrt{1+x^2} dx}{\exp[z\sqrt{1+x^2}]}.
\end{aligned}$$

В (3.9) - (3.13) \mathcal{J}_i - спин, а q_i - заряд частицы.

С учетом связи между химпотенциалами (3.6) уравнения (3.9) - (3.13) представляют собой систему пяти уравнений с пятью неизвестными: распадным объемом V , температурой T и химпотенциалами μ_p , μ_n и μ_{K^+} . Входящие в систему (3.9) - (3.13) два параметра - критическая плотность $\rho_c = 0,045 \text{ фм}^{-3}$ и объем, в котором локализовано рождение тяжелой пары $\mathcal{V} = \frac{v}{3} \pi z_c^3$, - установлены ранее [24] на основе сопоставления с данными по множественному рождению адронов в столкновениях релятивистских ядер.

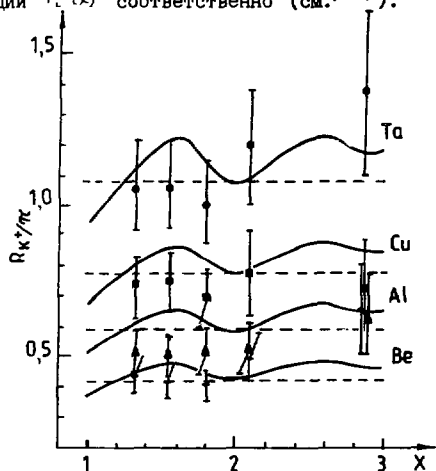
Система (3.9) - (3.13) значительно упрощается, если в КС содержится равное количество протонов и нейтронов, т.е. когда

$$q = B/2. \tag{3.14}$$

В этом случае $\mu_p = \mu_n = \mu_N$ и система сводится к четырем уравнениям с неизвестными V , T , μ_N и μ_{K^+} . Как показано в [20], ее можно последовательными преобразованиями привести к одному уравнению с одной неизвестной T , которое решается численно. При этом оказывается, что отклонения от упрощающего условия (3.4) практически не влияют на интересующее нас решение для T , μ_N , μ_{K^+} .

Теперь, обсудив уточнения, введенные в модель, перейдем к числен-

ным результатам (детали аналогичных вычислений описаны в /20/). На рисунке сплошными кривыми представлены результаты расчета $R_{K^+\pi^+}^A$ для ядер Be, Cu, Ta. Пунктирные прямые соответствуют приближению $(i/s) = \text{const} (n, x)$ /20/. Модельные результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными /12/ как по величине, так и по A -зависимости отношения $R_{K^+\pi^+}^A$. Удовлетворительное соответствие приближенных и прямых расчетов свидетельствует о том, что качественный состав кумулятивных адронов определяется лишь условием статистического равновесия в горячей КС, наделенной определенными квантовыми числами. При этом он слабо зависит от механизма формирования КС и основного закона ее распада, информация о котором содержится в величинах $W_A^{(n)}$ и функции $F_i^{(k)}$ соответственно (см. /19/).



Сопоставление экспериментальных данных для отношения выходов K^+ и π^+ - мезонов в pA -взаимодействии с расчетом в рамках "горячей" схемы.

В связи с обсуждаемой проблемой и полученными результатами считаем необходимым сделать следующее замечание. До настоящего времени была предпринята лишь одна попытка описать рассмотренную здесь усиленную A -зависимость сечения образования кумулятивных K^+ -мезонов в рамках холодной схемы /26/. Как и при интерпретации других закономерностей в моделях этой схемы (см., например, обсуждение в /2,6,10/), в данном случае желаемый результат достигается путем введения специальной гипотезы, не имеющей каких-либо подтверждений в других экспериментах. В /26/ предлагается принять, что длина формирования K^+ -мезона близка к нулю, в отличие от длины формирования π -мезонов, которая должна превышать размеры ядер. На первый взгляд, такое построение можно было бы оправдать большим различием величин масс K - и π -мезонов: в задней полусфере при одном и том же значении кумулятивного числа X π -мезон является ультрарелятивистской, а K -мезон -

субрелятивистской частицами. Однако тогда для объяснения наблюдаемой "объемной" A -зависимости образования K^- -мезона в рамках холодной схемы потребуется ввести и для K^- -мезона (как и для π^- -мезона) длину формирования, превышающую размеры ядер. Таким образом, противоречивость попытки в [26] очевидна. Она не может быть принята в качестве основы для интерпретации наблюдаемого эффекта.

4. Отношение выходов π^- - и π^+ -мезонов

Еще одним примером использования уточненной [20] модели для описания качественного состава является оценка отношений выходов кумулятивных π^- - и π^+ -мезонов. Это отношение определяется полным электрическим зарядом КС, среднее значение которого может быть представлено в виде

$$\bar{Q} = B/2 + \delta\bar{Q}, \quad (4.1)$$

где

$$B = n+1, \quad \delta\bar{Q} = n \left(\frac{Z}{A} - \frac{1}{2} \right) + q_0 - 1/2. \quad (4.2)$$

В (4.2) Z -заряд ядра, а q_0 -заряд, внесенный в КС налетающей частицей.

Переходя к новым переменным:

$$\mu_N = \frac{M_p + M_n}{2}, \quad \Delta = \frac{M_p - M_n}{2}, \quad (4.3)$$

и ограничившись в системе уравнений (3.9) - (3.13) линейным приближением по параметру Δ/T , можно показать [20], что μ_N является решением системы уравнений при $Q = B/2$, а Δ пропорциональна величине δQ :

$$\Delta = C(\tau, \nu, \mu_N) \cdot \delta Q. \quad (4.4)$$

При этом искомое отношение приблизительно равно

$$R_{\pi^-/\pi^+} \approx 1 - 4 \frac{\Delta}{T}. \quad (4.5)$$

При E^{in} порядка 10 ГэВ и $n = 3 \div 4$ величина $C(\tau, \nu, \mu_N)$ изменяется в пределах $0,06 \div 0,08$. Полагая для протон-ядерных взаимодействий q_0 порядка единицы, находим, что для большинства стабильных ядер δQ изменяется в пределах $Q = 0,2 \div 0,5$. Из полученных оценок и формулы (4.5) следует, что R_{π^-/π^+} должно быть меньше единицы приблизительно на 10%. Этот результат согласуется с экспериментальными данными [27].

Как видим, наблюдаемый эффект невелик. Однако и он достаточно важен при решении вопроса о выборе схемы кумулятивного эффекта. В самом деле, в рамках холодной схемы данное отношение должно отражать соотношение между d - и u -кварками в ядрах. В этом случае для ядер ^{96}Mo , для которых выполнен эксперимент ^[27], отношение выходов π^- и π^+ -мезонов должно было бы измениться на противоположное. И вновь, чтобы спасти холодную схему, необходимо дополнительно сделать два специальных предположения ^[27]:

- в ядрах преобладают многокварковые конфигурации с кварковым составом, не соответствующие их среднему составу по ядру,
- распределения d -кварков в многокварковых конфигурациях ядер должны быть более жесткими, по сравнению с распределением u -кварков.

Очевидная искусственность этих предположений и отсутствие каких-либо их подтверждений в других экспериментах делают их весьма сомнительными.

У. Заключение

Представленные здесь, а также ранее в ^[4,19], результаты позволяют сделать определенные выводы о характере информации, содержащейся в инклюзивных спектрах адронов, наблюдаемых в релятивистских столкновениях с участием ядер.

1. Изучение этих спектров как в области $x < 1$, так и при $x > 1$ не позволяет извлечь информацию о кварк-партонной структурной функции холодного ядра.

2. Приближенное, а точнее, сильно нарушенное EMC-подобие спектров адронов, вылетающих в заднюю полусферу, является чисто внешним явлением, строго говоря, не вытекающим из кварк-партонной картины EMC-эффекта. Мы полагаем, что оно обусловлено, главным образом, поглощением π -мезонов в возбужденном ядерном веществе. Объектом изучения в данном случае должны явиться процессы, сопровождающие прохождение мягких адронов и резонансов в таком веществе.

3. Доминирующий вклад в сечение образования кумулятивных адронов вносят процессы, протекающие по горячей схеме. Отсюда непосредственно следует, что закономерности кумулятивного эффекта содержат информацию о горячем источнике адронов, играющем центральную роль в механизме процесса множественного рождения. При этом канал образования кумулятивных частиц выгодно отличается от среднего акта множественного рож-

дения чистотой выделения данного объекта (максимальная доля энергии столкновения затрачена на его образование и при этом вклад каналов фрагментации резко подавлен).

Подчеркнем, что предпочтительность горячей схемы кумулятивного эффекта достаточно четко проявляется на двух принципиально важных для любой теории уровнях.

Первый уровень – результативность и внутренняя согласованность моделей, построенных в рамках каждой схемы.

Второй уровень – сопоставление схем по количеству специальных дополнительных гипотез, использование которых необходимо хотя бы для качественной интерпретации того или иного экспериментального факта.

Очевидные преимущества горячей схемы на первом уровне продемонстрированы в работах /4,5,19/ и в данной работе.

Сопоставление схем на втором уровне представлено в приложении. Из нее видно, что в горячей схеме не используется ни одна гипотеза, которая не была бы введена ранее для описания иных процессов и не подтверждена соответствующими экспериментальными данными. В холодной же схеме для интерпретации каждого качественно нового факта необходимо вводить новую, ничем не подтвержденную гипотезу.

Авторы признательны Е.С. Голубятниковой и М.Ш. Тулегенову за участие в получении некоторых из представленных здесь результатов и полезные обсуждения.

Литература

1. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, Р2-90-416, Дубна, 1990.
2. Голубятникова Е.С., Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, Р2-86-182, Р2-86-183, Дубна, 1986.
3. Голубятникова Е.С., Шмонин В.Л. В сб.: Ядерные взаимодействия частиц высоких и сверхвысоких энергий, с. 202. Наука, Алма-Ата, 1989.
4. Голубятникова Е.С., Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, Р2-89-20, Дубна, 1989.
5. Голубятникова Е.С., Шмонин В.Л. ИФВЭ АН КазССР, 83-19, Алма-Ата, 1989.
6. Гагарин Ю.Ф., Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ФТИ им. Иоффе, № 965, Ленинград, 1985.

7. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-85-471, Дубна, 1985.
8. Голубятникова Е.С., Прилепский Ю.Б., Шмонин В.Л. ИФВЭ АН КазССР, 88-11, Алма-Ата, 1988.
9. Kalinkin B.N., Prilepsky Yu. B., Shmonin V.L. Czechoslovak J. of Phys., 1989, B39, p. 1340.
10. Голубятникова Е.С., Токтаров К.А., Шмонин В.Л. ИФВЭ АН КазССР, 89-05, Алма-Ата, 1989.
11. Baldin A.M. et al. JINR, E1-87-472, Dubna, 1982.
12. Бояркина С.В. и др. ЯФ, 1987, 46, с. 1472; Труды IX Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Д1, 2-88-652, с. 219, Дубна, 1988.
13. Efremov A.V. Phys.Lett., 1986, B174, p.219.
14. Грибов В.Н. В кн.: VIII Зимняя школа ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. ч. II, с.5. Изд ЛИЯФ, Л., 1973.
15. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1984, 15, с. 1249; Каптарь Л.П., Резник Б.Л., Титов А.И. ЯФ, 1985, 42, с. 777.
16. Титов А.И. ОИЯИ, 2-85-57, Дубна, 1985.
17. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. ЭЧАЯ, 1980, 11, с. 571.
18. Шехтер В.И. ЯФ, 1981, 33, с. 817.
19. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-89-358, Дубна, 1989 (публикуется в Phys. Scr.).
20. Голубятникова Е.С., Тулегенов М.Ш., Шмонин В.Л. ИФВЭ АН КазССР, 90-01, Алма-Ата, 1990.
21. Baturynya B.V. et al. Zeit. fur Phys., 1984, G25, p. 213.
22. Фейнберг Е.Л. УФН, 1971, 104, с. 539.
23. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Статистическая физика, т. 5, Наука, М., 1964.
24. Амеев С.Ш., Тулегенов М.Ш., Шмонин В.Л. ИФВЭ АН КазССР, 87-19, Алма-Ата, 1988 (публикуется в Mod. Phys. Lett. A.).
25. Гудима К.К., Тонеев В.Д. ЯФ, 1985, 42, с. 645.
26. Ефремов А.В. и др. ЯФ, 1988, 47, с. 1364.
27. Беляев И.М. и др. ОИЯИ, P1-88-33; P1-88-34, Дубна, 1988.

| | В горячей схеме | В холодной схеме |
|---|--|--|
| | 1 | 2 |
| I. Существование кумулятивного эффекта | Использование картины замедления адронного кластера в ядерном веществе, разработанной ранее для описания процесса множественного рождения, либо (и) флуктуационной гипотезы Д.И. Блохинцева для процесса упругого и квазиупругого рассеяния | Специальная гипотеза о том, что кварк-партоновая структурная функция ядра (холодного) отлична от нуля вплоть до $x = 4$ и имеет необходимые для описания кумулятивного эффекта величину и наклон. Подтверждение гипотезы в других процессах отсутствует |
| 2. Объемная зависимость сечений кумулятивного мезообразования | Введенное Д.И. Блохинцевым представление о локальности коллективного взаимодействия, дополненное гипотезой о распаде горячего источника вне ядра. Гипотеза использована ранее для описания процесса множественного рождения и подтверждена данными по этому процессу | Гипотеза об отсутствии экранировки коллективного адрона, которая противоречит $A^{1/3}$ - зависимости в кумулятивной реакции: $A_p + A_T \rightarrow \pi(\theta=0^\circ) + X$ |
| 3. Приближенное состояние отношения $R_{K^+/\pi}$ в интервале $1 \leq x \leq 3$ | Введенное ранее для описания процесса множественного рождения представление о статистической природе источника адронов | Дополнительная гипотеза о наличии в ядре "жесткого моря", подтверждение которой в других процессах отсутствует |
| 4. A-зависимость отношений $R_{K^+/\pi}$ и $R_{K^+/\bar{K}}$ | Представление об образовании гиперонов отдачи при развитии множественного процесса в ядерном веществе, подтвержденное результатами анализа опстротных спектров Λ -гиперонов в AA-столкновениях | Дополнительная гипотеза о нулевой длине формирования K^+ -мезонов при бесконечной длине формирования π^+ -и K^+ -мезонов; не подтвержденная никакими другими фактами |
| 5. В реакции $p+A \rightarrow \pi^+X$ отношение $R_{\pi^+/\pi^+} < 1$ | Влияние избыточного электрического заряда источника | Две дополнительные гипотезы, не подтвержденные в других процессах: в ядре преобладают многокварковые конфигурации с отличным от среднего по ядру кварковым составом, и спектр Λ -кварков в таких конфигурациях жестче спектра \bar{u} -кварков |

| 1 | 2 | 3 |
|--|--|---------------------------|
| 6. Факторизация зависимости сечений от переменных θ и x | Наличие у источника углового момента, неизбежно возникающего в столкновениях с прицельным параметром, отличным от нуля | Интерпретация отсутствует |
| 7. $A_T^{1/3}$ -зависимость сечения кумулятивной реакции: | Характерное для реакций вблизи предела вследствие торможения источника в ядре A_T | Интерпретация отсутствует |
| $A_p + A_T - \pi(\theta=0^\circ) + X$ | | |

Рукопись поступила в издательский отдел
13 июня 1990 года.