89-358

e
f

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-89-358

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин*

КУМУЛЯТИВНЫЕ АДРОНЫ: МЕХАНИЗМ РОЖДЕНИЯ, ИНФОРМАЦИЯ

Направлено в журнал "Physica Scripta"

*Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

1989

I. Введение

Кумулятивный эффект в реакциях с участием ядер при высоких энергиях представляет собой рождение частиц в области фазового пространства, запрещенной кинематикой взаимодействия двух свободных нуклонов. В многочисленных экспериментальных исследованиях эффекта выявлены его основные закономерности /см., например, /I/ и ссылки в них/. Анализ этих закономерностей, а также сопоставление различных подходов к описанию кумулятивных реакций позволили нам /2,3/ сделать вывод о том, что доминирующий вклад в их сечения вносят процессы, протекающие по "горячей" схеме, основанной на весьма общем представлении о механизме множественного рождения адронов. Согласно этой схеме процесс образования частиц проходит через стадию формирования статистической компаунд-системы /КС/, распадающейся вне ядра. На этой основе удается объяснить многие закономерности кумулятивного эффекта, не прибегая к дополнительным модельным представлениям /3/. При этом можно получить соотношения /3/, связывающие инклюзивное сечение произвольной кумулятивной реакции с единственным сечением образования частицы конкретного сорта "i", вылетающей под определенным углом θ.

В данной работе анализ следствий горячей схемы мы дополнили рассмотрением вопроса о механизме образования КС в коллективном взаимодействии нуклонов. Два варианта такого взаимодействия /4,5/ и обобщенная модель, учитывающая их суперпозицию, представлены в наиболее простой формулировке, позволяющей легко вычислять абсолютную величину и наклон инвариантного сечения рождения кумулятивной частицы "i". Излагаемый подход позволяет завершить начатое в /3/ обсуждение проблемы о характере физической информации, которую можно получить из экспериментальных исследований кумулятивного эффекта.

2. Распадные свойства статистической КС и их следствия

2.I. Выбор переменных

Как известно /6/, кинематической характеристикой частицы, адекватной статистической природе порождающей её системы, является энергия E_i^c, определенная в системе покоя КС, или отношение этой энергии к её максимально возможному значению: $x_R = E^c/(E^c)_{max}$. Поскольку статистически равновесная система способна равномерно вращаться /6/, в общем случае спектр частиц, образующихся при её распаде, должен зависеть от углов вылета. При анализе инклюзивных спектров симметрия задачи рассеяния /вектор углового момента распределен изотропно в плоскости прицельного параметра/ позволяет ограничиться рассмотрением одного угла θ_c, отсчитываемого в системе покоя КС от оси столкновения. Таким образом, спектр частиц сорта "i", образующихся при распаде КС с фиксированными массой $M_{КС}$ и полным угловым моментом $L_{КС}$, является функцией двух переменных: x_R и θ_c.

Измеренные сечения образования кумулятивных частиц также представляются в виде функции двух переменных, в качестве которых, как правило, используются кумулятивное число x и лабораторный угол вылета θ. Переменная x определяется соотношением

$$x = \frac{1}{m_N} \frac{E^{in}E_i - P^{in}P_i \cos\theta + \frac{1}{2}(m_2^2 - m_i^2) + m_N m_2}{E^{in} - m_N - E_i - m_2} , \tag{I}$$

где E^{in}, P^{in} – энергия и импульс первичной, а E_i, P_i – рожденной частицы, m_i – её масса, m_N – масса нуклона, m_2 – массовая поправка, учитывающая законы сохранения странности и барионного заряда: m_2 равна нулю, $m_\lambda - m_N$, m_K и m_N при рождении π, K^+, K^- и $\tilde{p}$ соответственно. Величину x можно рассматривать как минимальную массу мишени, выраженную в единицах нуклонной массы. При $x > 1$ частица считается кумулятивной. Переменные x и θ связаны преобразованием Лоренца с переменными x_R и θ_c. В рассмотренной нами ниже области изменения кинематических переменных эта связь весьма проста. Так, при $\theta \geq \pi/2$

$$x \approx x_R \cdot n , \tag{2}$$

где n – число нуклонов ядра, участвующих в формировании КС. Углы же вылета θ и θ_c релятивистской частицы связаны приближенным соотношением:

$$\cos\theta_c \approx \frac{\cos\theta - \beta}{1 - \beta\cos\theta} , \tag{3}$$

где β – скорость КС в лабораторной системе.

Очевидно, что рождение адрона "i" с заданным значением x становится возможным, если количество участвующих нуклонов ядра n удовлетворяет неравенству $n \geq I_x$, где I_x – целая часть числа x + I. Следовательно, сечение такого процесса может быть представлено в виде суммы:

$$E\frac{d^3\sigma_i(x,\theta)}{dp^3} = \sum_{n=I_x} W_A^{(n)} \cdot F_i^{(n)}(x,\theta) , \tag{4}$$

где $F_i^{(n)}$ – инвариантные спектры частиц, образующихся при распаде статистической КС, а $W_A^{(n)}$ – сечения её образования с участием n нуклонов ядра.

2.2. Зависимость инклюзивных сечений от θ

Как показано в /3/, КС, образующиеся в редком канале рождения кумулятивных адронов, имеют, как правило, значительный угловой момент /до L =10 и более/. При больших значениях x кумулятивная частица уносит большую часть кинематически доступной энергии КС. Последняя складывается из внутренней энергии КС и энергии её вращения как целого. Поэтому кумулятивная частица должна уносить и большую часть углового момента КС. Но в центрально-симметричной задаче о двух телах с фиксированным угловым моментом относительного движения переменные "импульс – угол" разделяются /см., например, /7//. Следовательно, зависимости инклюзивных спектров от переменных x_R и θ_C факторизуются:

$$F_i^{(n)}(x_R,\theta_c) \approx \varphi^{(n)}(\theta_c)\cdot f_i^{(n)}(x_R). \tag{5}$$

В соответствии с соотношениями (2), (3) такая факторизация сохраняется и для переменных x,θ:

$$F_i^{(n)}(x,\theta) \approx \varphi^{(n)}(\theta)\cdot f_i^{(n)}(x). \tag{6}$$

Наличие значительного углового момента позволяет использовать для оценки $\varphi^{(n)}(\theta_C)$ простые квазиклассические выражения для квадрата модуля угловой части волновой функции частицы /8/, уносящей момент L:

$$|Y_{L0}(\theta_c)|^2 \approx (2\pi^2 \sin\theta_c)^{-1} \quad \text{при} \quad |\pi-\theta_c| \gg L^{-1}, \tag{7}$$

$$|Y_{L0}(\theta_c=\pi)|^2 \approx L/2\pi, \tag{8}$$

где $L \leqslant \bar{L}^{(n)}_{КС}$. В /3/ уже отмечалось, что $\bar{L}^{(n)}_{КС}$ слабо зависит от n. Поэтому в первом приближении можно положить

$$\varphi_i^{(n)}(\theta_c) \approx \varphi_i^{(\bar{L})}(\theta_c) \approx |Y_{\bar{L}0}(\theta_c)|^2 . \tag{9}$$

Подставляя (9) и (6) в (4), получим

$$E\,\frac{d^3\sigma_i(x,\theta)}{dp^3} \approx |Y_{\bar{L}0}(\theta)|^2 \sum_{n=I_x} W_A^{(n)}\cdot f_i^{(n)}(x) . \tag{10}$$

Следовательно, инвариантные сечения образования кумулятивных частиц факторизуются в переменных x и θ, что соответствует результатам наблюдений /1/, изображенным на рис.1. Проведенный в /3/ анализ экспериментальных данных /9/ показал, что как сам эффект факторизации, так и величина "расщепления" сечений под разными углами θ сохраняются для разных ядер и сортов кумулятивных мезонов.

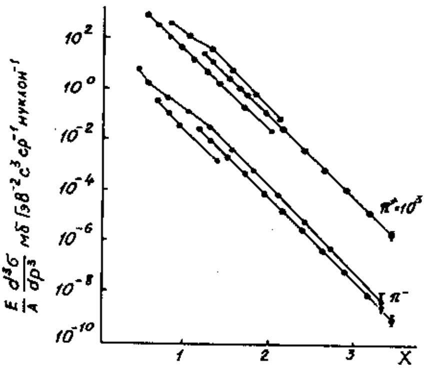

Рис.I. Зависимость $\frac{E}{A}\frac{d^3\sigma}{dp^3}$ от x; точки – данные работ /I,9/ для реакций $pTa(pB) \to \pi^\pm X$ при θ=90°,I20°,I68°. Линиями соединены точки с одинаковым θ.

При E^{in} =I0 ГэВ и n =2,3 средняя скорость КС составляет $\beta \approx 0,8$. Тогда согласно (3) углу θ=I68° соответствует $\theta_c \approx \pi$, а углу θ=90° соответствует θ_c = I44°. Учитывая это соответствие и выражение (I0), получим

$$E\,\frac{d^3\sigma(x,168^\circ)}{dp^3}\Big/E\,\frac{d^3\sigma(x,90^\circ)}{dp^3} \approx |Y_{\bar{L}}(\pi)|^2/|Y_{\bar{L}}(144^\circ)|^2 \simeq 2\bar{L}. \tag{II}$$

Из экспериментальной оценки отношения (II) (~ I0/I/) находим, что эффективное значение углового момента, уносимого кумулятивным мезоном, порядка $\bar{L}_\pi \approx 5$.

2.3. Зависимость инвариантного сечения от сорта адрона

В /3/, опираясь на представление о КС как о статистической системе, мы установили возможность приближенной факторизации сечений $E\frac{d^3\sigma_i}{dp^3}$ от " i " – сорта адрона, следствием которой явились соотношения

$$E\,\frac{d^3\sigma_i}{dp^3} \approx (i/j)\sum_{n=I_x} W_A^{(n)} F_j^{(n)} = (i/j)\,E\,\frac{d^3\sigma_j}{dp^3}. \tag{I2}$$

При выводе (I2) и оценке отношений (i/j) было использовано термодинамическое приближение, заведомо неприменимое для описания самих спектров частиц в области больших значений x. Доказательство справедливости такого подхода дано в /3/ для рождения кумулятивных K^- – мезонов и антипротонов. При этом было учтено, что эти частицы рождаются в паре с ненаблюдаемым партнером, обеспечивающим сохранение странности и барионного заряда. Такой учет заметно усложняет процедуру доказательства.

Здесь мы продемонстрируем его основную идею на простейшем примере рождения одиночных частиц "i" и "j". В соответствии с хорошо известной логикой статистических подходов к описанию множественного рождения /10,11/ сечения образования тех или иных адронов определяются статистическими весами соответствующих каналов реакции. В нашем случае это означает, что функция $f_i^{(n)}(x)$ в (6) пропорциональна внутреннему статистическому весу g_i частицы "i" и фазовому объему остатка КС, образовавшегося после испускания частицы "i" :

$$f_i^{(n)}(x) \sim g_i \, \rho(M_n - E_i^c) \, . \tag{13}$$

Вероятность же вылета частицы "i" определяется отношением статистического веса данного канала к суммарному статистическому весу распада по всем каналам $\rho(M_n)$:

$$f_i^{(n)}(x) \approx g_i \, \rho(M_n - E_i^c) / \rho(M_n) \, . \tag{14}$$

Приближенно $\rho(M_n)$ можно приравнять к статистическому весу доминирующего канала. В нашем случае ему соответствует распад на π -мезоны и вошедшие в состав КС нуклоны. Согласно /11/ $\rho(M_n)$ можно представить в виде

$$\rho(M_n) \approx \rho(E_i^c)\, \rho(M_n - E_i^c) \quad , \tag{15}$$

где $\rho(E_i^c)$ – фазовый объем подсистемы с энергией, равной E_i^c, но распадающийся на π -мезоны в доминирующем канале. Подставляя (15) в (14), получим соотношение

$$f_i^{(n)}(x) \simeq g_i \, \rho^{-1}(E_i^c) \, , \tag{16}$$

которое согласно статистическому определению энтропии /6/ $S(E_i^c) = \ln \rho(E_i^c)$ переходит в

$$f_i^{(n)}(x) \approx g_i \, e^{-S(E_i^c)} \, . \tag{17}$$

Если $T \ll E_i^c \ll M_n$ / T – температура системы/, то для $S(E_i^c)$ применимо термодинамическое приближение, т.е. $S(E_i^c) \approx E_i^c/T$, и тогда

$$f_i^{(n)}(x) \approx g_i \exp(-E_i^c/T) \, . \tag{18}$$

Однако в случае рождения кумулятивных частиц $x_i \approx x_j \lesssim 1$ и $E_i^c \approx E_j^c \lesssim M_n$. При этом

$$|E_i^c - E_j^c| \ll M_n \quad . \tag{19}$$

Повторяя изложенный выше вывод, для отношений $(i/j)_n = f_i^{(n)}(x) / f_j^{(n)}(x)$ получим

$$(i/j)_n = \frac{g_i\,\rho(M_n - E_i^c)}{g_j\,\rho(M_n - E_j^c)} = \frac{\rho(E_j^c)}{\rho(E_i^c)} = exp\left[S(E_j^c) - S(E_i^c)\right] . \tag{20}$$

Воспользовавшись свойством аддитивности энтропии $S(E_j^c) - S(E_i^c) = S(E_j^c - E_i^c)$, преобразуем (20) в

$$(i/j)_n = exp\left[S(E_j^c - E_i^c)\right] . \tag{21}$$

При этом неравенство (19) фактически является условием применимости термодинамического приближения для энтропии подсистемы с энергией, равной разности $E_i^c - E_j^c$: $S(E_j^c - E_i^c) = (E_j^c - E_i^c)/T$. В этом приближении

$$(i/j)_n \approx \frac{g_i}{g_j} exp\left[(E_j^c - E_i^c)/T\right] . \tag{22}$$

Как показано в /3/, зависимостью $(i/j)_n$ от n при $x_i \approx x_j$ в первом приближении можно пренебречь. Этим и определяется допустимость факторизации (12), которая подтверждается экспериментом: спектры различных кумулятивных частиц в пределах погрешностей эксперимента имеют одинаковый наклон /1/ .

Изложенный метод был использован в /3/ для получения оценки -"предсказания" отношений сечений образования ρ-, ω- и φ-мезонов к сечению образования π-мезонов. Детальный вывод формул для парного рождения частиц представлен в /3/. Там же полученные на их основе оценки (i/j) сопоставлены с данными экспериментов.

2.4. Оценка функции $f_\pi^{(m)}(x)$

Учет влияния углового момента (п.2.2) и термодинамическая оценка отношений фазовых объемов различных каналов реакции (п.2.3) позволяют выразить любое инвариантное сечение через сечение какой-либо конкретной кумулятивной реакции, например, реакции образования π-мезонов, вылетающих под углом $\theta = 180^\circ$. Однако для того, чтобы описать именно эту реакцию, необходимо определить абсолютную величину и зависимость от x её статистического веса, т.е. фазового объема остатка КС, образующегося при испускании π-мезона. Это означает, что необходимо задать в явном виде функцию $f_\pi(x)$, входящую в (6).

Прямое решение этой задачи в рамках статистической теории представляет собой весьма сложную проблему, содержащую помимо технических трудностей необходимость учета факторов, информация о которых еще недостаточно полна. Поэтому на данной стадии целесообразно ограничиться её приближенным феноменологическим решением.

Будем исходить из того, что практически все имеющие аналитическое решение варианты статистической теории (см., например, /10,12/) дают для оценки статистического веса канала выражение вида:

$$f(x) \approx C_1 (1-x)^{C_2}, \tag{23}$$

в котором параметр C_2 связан с числом степеней свободы системы, участвующих в распределении энергии в момент излучения частицы, уносящей энергию xE^{c}_{max}.

Параметры C_1 и C_2 найдем из сравнения с экспериментом по множественному рождению. Для того чтобы избежать влияния лидирующих частиц, образующихся в адронных столкновениях, но заведомо не являющихся продуктами распада статистической КС, примем за основу процесс $e^+e^- \to h + X$ при умеренных значениях $\sqrt{S} = (5+7)$ ГэВ, для которых справедливость предположения об образовании лишь одной / а не нескольких/ статистической системы представляется разумным. В экспериментах по изучению процесса $e^+e^- \to h + X$ обычно определяется величина $\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dx}$, связанная с инвариантным спектром $f(x)$ соотношением

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dx} = E^{c}_{max}\frac{(p^c)^2}{E^c} f(x) \approx (E^{c}_{max})^2 x\, f(x). \tag{24}$$

Сопоставление (24) с данными /13/ приводит к следующей параметризации функции $f_{\pi^-}(x)$:

$$f_{\pi^-}(x) \approx \frac{14,2}{(E^{c}_{max})^2}(1-x)^{3,83}. \tag{25}$$

С учетом (8) для функции $F^{(n)}_{\pi^-}(x, \pi)$ получим

$$F^{(n)}_{\pi^-}(x, \theta \approx \pi) \approx \frac{14,2}{(E^{c}_{max})^2}\,\frac{\bar{L}}{2\pi}\left(1-\frac{x}{n}\right)^{3,83}. \tag{26}$$

Отметим, что функция (26) не обладает свойством масштабной инвариантности, поскольку

$$\bar{L}/(E^{c}_{max})^2 \sim (E^{in})^{-1/2}. \tag{27}$$

Фейнмановский скейлинг нарушается в любой модели, предполагающей образование единой статистически равновесной системы. Однако такое предположение справедливо лишь при E^{in} порядка 10 ГэВ. В статистических подходах к процессу множественного рождения фейнмановский скейлинг для $F(x)$ обеспечивается тем, что с ростом E^{in} растет число равновесных подсистем, распределенных по быстроте /14/. При малых же энергиях, где допустимо однокластерное приближение, скейлинг нарушается, о чем свидетельствуют многочисленные данные эксперимента. Одной из возможных причин его нарушения является поведение фактора (27).

В итоге для вычисления абсолютной величины инвариантных сечений (4) остается определить сечения образования КС $- W_A^{(n)}$. Этой задаче посвящен следующий раздел.

3. Формирование горячей КС в коллективном взаимодействии нуклонов

В принципе, накопление энергии, необходимой для образования кумулятивной частицы, может происходить и в основном канале множественного рождения на ядрах в результате последовательных взаимодействий статистической КС с нуклонами ядра. Однако при этом требуется, чтобы в КС произошло перераспределение энергии, накопленной в ряде столкновений с концентрацией её значительной части на одной рождаемой частице. Вероятность такого перераспределения должна быть исчезающе малой. Действительно, вследствие квазиклассического расширения КС /15,16/ с околосветовой скоростью отсутствует эффективный обмен энергии между её частями, движущимися в противоположные стороны. Кроме того, с развитием процессов диссипации, сопровождающихся рождением $q\bar{q}$ - пар и глюонов, происходит разрыв цветных связей между частями КС и прекращение обмена энергией между ними. Эти аргументы позволяют считать, что КС, способные излучать кумулятивную частицу, образуются в коллективном (т.е. не разделенном во времени процессом диссипации) взаимодействии нескольких нуклонов.

Существуют два варианта реализации таких взаимодействий. Один из них предложен в классической работе Д.И.Блохинцева /4/, в которой предполагалось, что квазиупругое выбивание дейтронов из ядер при промежуточных энергиях обусловлено коллективным взаимодействием с налетающей частицей двух нуклонов ядра, флуктуативно сблизившихся на малое расстояние. Этот вариант обсуждался нами еще в /17/ в связи с начавшимися в то время исследованиями кумулятивных реакций при высоких энергиях.

Второй вариант допускает формирование горячей КС в результате развития процесса множественного рождения в плотном ядерном веществе. В нем коллективный характер взаимодействия нескольких нуклонов обусловлен флуктуациями времени задержки развития диссипативных процессов в КС, образованной при взаимодействии налетающей частицы с одним из нуклонов ядра. Этот вариант был предложен в /18/ и развит в /19,5/ в форме конкретной модели "собирания". Ниже мы рассмотрим оба варианта в их наиболее простом и удобном для сопоставления виде, а также сформулируем обобщенную модель коллективного взаимодействия, в которой оба эти механизма действуют совместно.

3.I. Флуктуационный механизм Д.И.Блохинцева

Согласно гипотезе Д.И.Блохинцева группа из n нуклонов ядра может испытать взаимодействие как единое целое в том случае, если они флуктуативно сблизятся на расстояние порядка $r_\xi = (2 \div 3)\frac{\hbar}{m_N}$ / r_ξ – расстояние между центрами нуклонов/. В /4,20/ показано, что данные о сечении процесса квазиупругого выбивания дейтронов из ядер воспроизводятся при значении параметра r_ξ :

$$r_\xi \approx 0.4 \text{ фм}. \tag{28}$$

Использованное в /4/ "газовое" приближение для оценки вероятности флуктуации n нуклонов в малом объеме приводит к следующему выражению для сечений неупругого взаимодействия налетающего нуклона с такой флуктуацией:

$$\left[W_A^{(n)}\right]_Б \approx \sigma_{NN}^{in} A (r_\xi / r_o)^{3(n-1)} / n! \tag{29}$$

В (29) отсутствует учет экранировки этого взаимодействия ядерным веществом, а также учет влияния ядра на выходящую из него КС. Однако, как показано нами в /2,3/, влияние этих факторов на процесс образования частиц в задней полусфере невелико.

С позиций кварковой модели адронов феноменология модели Д.И.Блохинцева выделяет такие конфигурации n нуклонов в ядре, в которых связь между всеми их составляющими посредством цветных сил столь же эффективна, как и в одном нуклоне. Очевидно, что такие состояния реализуются при полном перекрытии нуклонов, которое можно определить с точностью до ширины размазки нуклонной границы. Толщину размазки можно связать с максимально возможным удалением кварка за пределы нуклонного мешка. По существу, такое удаление – подбарьерный эффект, поскольку оно связано с образованием цветной струны с линейной плотностью энергии $\varkappa$ =I ГэВ/фм /21/. В работе /22/ мы получили оценку максимальной длины виртуальной струны в холодном ядре, не нарушающей причинности и закон сохранения энергии:

$$L_{max} \approx \sqrt{\hbar c/\varkappa} \approx 0{,}44 \text{ фм}. \tag{30}$$

Близость значений (28) и (30), по-видимому, не случайна – их связывает внутренняя логика рассматриваемой картины, в соответствии с которой $r_\xi \lesssim L_{max}$.

На рис.2 штрихпунктирной кривой изображен результат расчета $E\frac{d^3\sigma}{dp^3}$ по формуле (4) с использованием (26),(28),(29) для π^--мезонов, вылетающих под углом θ = 168° в $PA\ell$ – взаимодействии при E^{in} = = 9 ГэВ. Из рис.2 видно, что этот результат находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными /9/.

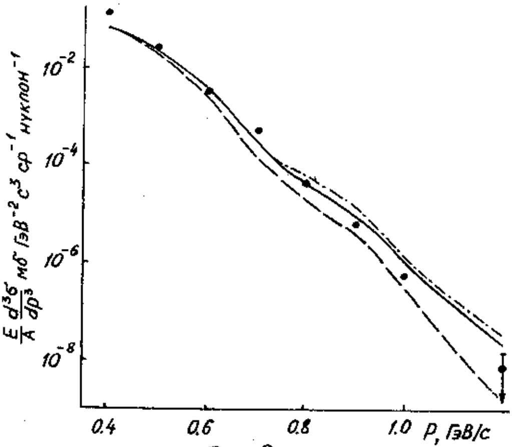

Рис.2

Инвариантное сечение рождения π^--мезонов в реакции $pAl \to \pi^- + X$, $\theta = 168^0$, $E^{in} = 9$ ГэВ. Эксперимент /9/. Кривые: штрихпунктирная – модель Д.И.Блохинцева; пунктирная – модель собирания; сплошная – обобщенная модель.

Подчеркнем, что расчет не содержит ни одного подгоночного параметра, так как величина r_ξ была установлена Д.И.Блохинцевым /4/ при анализе процесса квазиупругого выбивания дейтронов при $E^{in} \approx 1{,}5$ ГэВ. При этом среднее число двухнуклонных флуктонов в ядре алюминия $N_2 \approx 0{,}4$, а вероятность любому нуклону этого ядра оказаться в составе такого флуктона $P_2 = \frac{2}{A} N_2 \approx 0{,}03$, что в несколько раз меньше значения P_2 в существующих моделях холодной схемы.

3.2. Коллективное взаимодействие в модели "собирания"

Иному варианту коллективного взаимодействия соответствует модель собирания. В отличие от модели Д.И.Блохинцева в ней компактная система нуклонов, взаимодействующая с налетающей частицей как единое целое, не содержится в ядре до взаимодействия, а формируется в процессе его развития. Наиболее полное изложение модели "собирания" в её современном виде дано в /5/, где показано, что механизм собирания естественным образом вытекает из современных представлений о хромодинамике больших расстояний. Качественная картина механизма состоит в следующем. На первой стадии налетающий нуклон и один из нуклонов ядра оказываются связанными цветными силами. Под действием этих сил покоившийся нуклон мишени приобретает ускорение в направлении движения первичного нуклона. Если при повторных взаимодействиях этой системы с другими нуклонами ядра в ней флуктуативно возникла задержка развития диссипативных процессов /разрывов струн/, то налетающая частица взаимодействует с "нанизанной"на цветную связь группой нуклонов коллективным образом.

В /5/ даны замкнутые аналитические выражения для сечений коллективного взаимодействия $W_A^{(n)}$, устанавливающие их связь с параметрами развития процесса множественного рождения в ядрах на его ранней стадии. К сожалению, качественному анализу этой связи препятствует громоздкость этих выражений. Однако их можно существенно упростить, если пренебречь самоэкранировкой процесса собирания и протяженностью длины собирания по сравнению с размерами ядер /эта операция завышает значения $W_A^{(n)}$ приблизительно вдвое/. Заметим, кстати, что в аналогичном приближении получено и выражение (29), что облегчает сопоставление обоих вариантов реализации коллективного взаимодействия.

Упрощенные выражения для $W_A^{(n)}$ можно получить, преобразуя формулы работы /5/ с помощью упомянутых выше приближений. Здесь мы покажем возможность их непосредственного построения на основе простых качественных соображений. Такой путь облегчает понимание физической структуры выражений.

В соответствии с логикой кварковой интерпретации коллективного взаимодействия /см. п.3.I/ для осуществления собирания n нуклонов ядра они должны оказаться в области, радиус поперечного сечения которой с точностью до величины r_ξ равен радиусу нуклона. Поэтому участвовать в коллективном взаимодействии могут лишь те нуклоны, центры которых, спроектированные на плоскость прицельного параметра, лежат в круге с радиусом r_ξ, т.е. сечение повторных актов собирания равно $\sigma_C \simeq \pi r_\xi^2$.

В промежутках между актами собирания включаются два конкурирующих фактора: возможность повторного акта собирания с характерной длиной $(\sigma_c\rho)^{-1}$ и возможность выхода из канала собирания в результате развития в КС диссипативных процессов с характерной длиной /5/ :

$$a_i^{-1} = \left(\frac{\tau_o}{M_{i-1}}\right)(\gamma\beta)_{KC} = \frac{\tau_o\, P^{in}}{M_{i-1}^2} \qquad (31)$$

В (3I) M_i– масса КС :

$$M_i^2 = S_i = 2m_i E^{in} + (i^2+1)\, m_N \;, \qquad (32)$$

а τ_o – параметр, характеризующий интенсивность диссипативных процессов.

Учет конкуренции этих факторов дает множитель $\sigma_c\rho/[a_i+\sigma_c\rho]$ для каждого повторного акта собирания. Поскольку же $(\sigma_c\rho)^{-1} \gg a_i^{-1}$, то этот множитель можно записать ещё проще: $\sigma_c\rho/a_i$.

Далее, в модели /5/ вероятность каждого повторного акта собирания уменьшалась на дополнительный фактор:

$$\exp\left[-r_c a_i\right] \tag{33}$$

– в соответствии с гипотезой о наличии жесткого кора в нуклон-нуклонных взаимодействиях, препятствующего сближению нуклонов ядра на расстояния, меньшие радиуса кора r_c. И хотя вопрос о степени реализации и характере кора не является вполне ясным /23/, фактор типа (33) в модели в любом случае должен быть сохранен. В самом деле, если жесткий кор отсутствует, то нуклоны, сблизившиеся на расстояние $r_{NN} < r_\xi$, образуют флуктон Д.И.Блохинцева, который взаимодействует как единое целое /см. п.3.I/ и без собирания. Следовательно, фактор $\exp[-r_c a_i]$ исключает в сечении собирания вклад таких конфигураций нуклонов, которые соответствуют механизму коллективного взаимодействия Д.И.Блохинцева. Это необходимо для оценки истинного вклада механизма собирания. В случае реализации жесткого кора фактор $\exp[-r_c a_i]$ учитывает его влияние, а механизм Д.И.Блохинцева выключается. Поскольку оценка радиуса жесткого кора численно близка к оценке r_ξ, в дальнейшем мы подставляем в этот фактор величину r_ξ в обоих случаях.

Сопоставляя механизм Д.И.Блохинцева с механизмом собирания, можно отметить, что основой первого является флуктуация вещества в малом объеме, а второго – пространственная флуктуация вещества вблизи отрезка на оси удара, эффективная длина которого определяется флуктуацией развития взаимодействия во времени. То есть, грубо говоря, в этих механизмах фигурируют "объемный" и "пространственно-динамический" флуктоны соответственно. Поскольку в поперечном сечении оба флуктона геометрически идентичны, мы, как и в (29), полагаем, что сечение взаимодействия с пространственно-динамическим флуктоном близко к σ_{NN}^{in}.

Наконец, учитывая квазилокальность процесса собирания ($a_i^{-1} \ll\ll r_0 A^{1/3}$) /5/ и пренебрегая экранировками, можно принять в первом грубом приближении, что сечение процесса пропорционально массовому числу A ядра-мишени.

Объединяя перечисленные факторы в единую конструкцию в соответствии с логикой изложенной картины, приходим к следующему выражению для сечений $W_A^{(n)}$ модели собирания:

$$\left[W_A^{(n)}\right]_c = \sigma_{NN}^{in} A \frac{(\sigma_c \rho)^{n-1}}{\prod\limits_{i=2}^{n} a_i} e^{-r_\xi \sum\limits_{i=2}^{n} a_i} . \tag{34}$$

Выражение (34) можно упростить, если пренебречь массовой поправкой в формуле (32) для M_i. Тогда $a_i = \frac{2 i m_N}{\tau_0}$ и

$$\left[W_A^{(n)}\right]_c \approx \sigma_{NN}^{in} A \left[\frac{\sigma_c \rho \tau_0}{2 m_N} e^{-\frac{r_\xi m_N n}{\tau_0}}\right]^{n-1} \Big/ (n-1)! \tag{35}$$

Учитывая, что $\sigma_c = \pi r_s^2$, а $\rho = (\frac{4}{3}\pi r_o^3)^{-1}$, можно установить простую связь между $[W_A^{(n)}]_C$ и $[W_A^{(n)}]_Б$:

$$[W_A^{(n)}]_C = [W_A^{(n)}]_Б \left\{\frac{3}{8y} e^{-ny}\right\}^{n-1} n , \qquad (36)$$

где $y = r_s m_N / \tau_o$.

Ранее /5/ величина τ_0 фигурировала в модели собирания в качестве свободного подгоночного параметра. Однако значение τ_0 можно приближенно оценить, используя популярную картину взаимодействия цветных зарядов на больших расстояниях. Действительно, согласно модели собирания время развития диссипативных процессов в системе двух нуклонов, связанных цветным взаимодействием, определяется соотношением $t_{кс} = \tau_o/\sqrt{S_2}$. Потребуем, чтобы в пределе малых энергий относительного движения в системе / $\sqrt{S_2} \geqslant 2m_N$ / это время соответствовало времени разрыва цветной струны в её обычной адиабатической модели t_s. В рамках этой модели струна рвётся, когда энергия её натяжения достигает массы двух структурных кварков, т.е. при $2\mu_q = \frac{2}{3}m_N$. Следовательно, $t_s \approx \frac{2\mu_q}{\varkappa} \approx \frac{2}{3}\frac{m_N}{\varkappa}$. Приравнивая $t_{кс}$ и t_s, находим

$$\tau_o \approx \frac{4}{3}\frac{m_N}{\varkappa} \approx 1 \text{ ГэВ фм} . \qquad (37)$$

Таким образом, оба параметра модели собирания, σ_c и τ_0, оказываются связанными с характерными величинами КХД больших расстояний – коэффициентом натяжения цветной струны $\varkappa$ и массой структурного кварка μ_q.

Результаты расчета по модели собирания сечения кумулятивной реакции $p + Al \to \pi^- + X$, представленные на рис.2 пунктирной кривой, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными /9/. В расчетах использованы соотношения (35) и (37) при $r_s = 0{,}4$ фм.

3.3.Обобщенная модель коллективного взаимодействия

В случае отсутствия жесткого кора в NN- силах оба механизма коллективного взаимодействия – Д.И.Блохинцева и собирания – являются не альтернативными, а дополняющими друг друга (см.п.3.2). При этом для $n > 2$ эти механизмы могут включаться в игру в различных комбинациях, так как в процессе собирания могут участвовать не только нуклоны, но и флуктоны Д.И.Блохинцева.

Для учета всевозможных таких комбинаций и конструирования выражений для соответствующих им сечений удобно использовать мнемонические правила, внешне напоминающие диаграммную технику. При этом "вершинам" диаграмм можно сопоставить нуклоны и флуктоны, "пропагаторам"- акты собирания.

Введем "вершинные" функции:

$$Б_i = (r_s / r_o)^{i-1} / i! \qquad (38)$$

равные вероятностям образования i - нуклонных флуктонов. $Б_1$ =I соответствует одному нуклону. "Пропагаторам" соответствуют вероятности собирания в систему (i+I)-го нуклона или флуктона:

$$C_{i+1} = \frac{\sigma_c \rho \tau_o}{2m_N i} e^{-\frac{2 z_5 m_N i}{\tau_o}} = Б_2 \alpha_i \,, \qquad (39)$$

где

$$\alpha_i = \frac{3}{4} \frac{\tau_o}{m_N z_5} e^{-\frac{2m_N z_5}{\tau_o} i} \,. \qquad (40)$$

Сумма диаграмм, составляющих сечение $W_A^{(3)}$ обобщенной модели, в качестве примера представлена на рис.3.

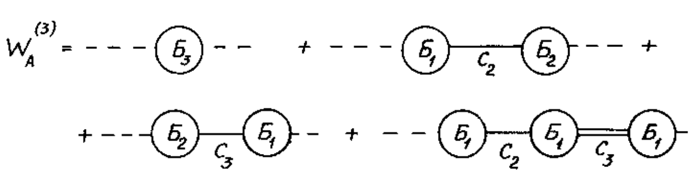

Рис.3. Сумма диаграмм, составляющих сечение $W_A^{(3)}$ обобщенной модели.

С помощью функций C_i, $Б_i$ сечения $W_A^{(n)}$ определяются следующими выражениями:

$$W_A^{(2)} = \sigma_{NN}^{in} A \left\{ Б_2 + C_2 \right\}, \qquad (41)$$

$$W_A^{(3)} = \sigma_{NN}^{in} A \left\{ Б_3 + C_2Б_2 + Б_2C_3 + C_2C_3 \right\}, \qquad (42)$$

$$W_A^{(4)} = \sigma_{NN}^{in} A \left\{ Б_4 + Б_3C_4 + Б_2C_3C_4 + Б_2C_3Б_2 + C_2C_3Б_2 + C_2Б_2C_4 + C_2Б_3 + C_2C_3C_4 \right\}. \qquad (43)$$

Воспользовавшись соотношениями

$$Б_3 = \frac{2}{3} Б_2^2 \,, \qquad Б_4 = \frac{1}{3} Б_2^3 \,, \qquad (44)$$

вытекающими из определения(38), и соотношением (39) между C_{i+1} и $Б_2$, выражения (4I) - (43) можно значительно упростить:

$$W_A^{(2)} = \left[W_A^{(2)} \right]_Б \left\{ 1 + \alpha_1 \right\}, \qquad (45)$$

$$W_A^{(3)} = \left[W_A^{(3)} \right]_Б \left\{ \frac{3}{2} \prod_{i=1}^{2} (1+\alpha_i) - \frac{1}{2} \right\}, \qquad (46)$$

$$W_A^{(4)} = \left[W_A^{(4)}\right]_Б \left\{3\prod_{i=1}^{3}(1+\alpha_i) - (\alpha_1+\alpha_3) - 2\right\} . \tag{47}$$

Результат расчета сечения кумулятивной реакции $PAl \to \pi^- + X$, выполненного с помощью формул (45) - (47) обобщенной модели, представлен на рис.2 сплошной кривой. Использованные в расчете значения параметров r_ξ = 0,3 фм и Υ_0=I ГэВ·фм не противоречат оценкам (30) и (37).

4. Заключение

Итак, кумулятивный эффект является закономерным следствием процесса множественного рождения адронов в реакциях с участием ядер. На основе весьма общих представлений о развитии этого процесса удается понять основные свойства данного эффекта: универсальность наклонов спектров в различных кумулятивных реакциях, необычную зависимость от $p_\perp$ и "объемную" зависимость инвариантного сечения от атомного веса мишени.

На этой же основе получены и важные количественные соотношения между инклюзивными сечениями кумулятивных реакций, позволяющие выразить любое из них через сечение образования частиц одного сорта " i " под заданным углом Θ, при фиксированной первичной энергии E^{in}, на конкретном ядре А. Соответствие этих соотношений экспериментальным данным, интерпретация которых в моделях "холодной" схемы встречает известные трудности, свидетельствует в пользу "горячей" схемы рождения кумулятивных адронов.

Отсюда можно сделать важный вывод: кумулятивный эффект выделяет (в особенности в случае средних и тяжелых ядер) в наиболее чистом виде один из основных объектов исследования физики множественных процессов - статистическую компаунд - систему. В некумулятивных реакциях его исследование затруднено наличием значительных примесей от различных источников частиц, возникающих в сопутствующих неупругих каналах. Поэтому кумулятивные реакции представляют собой весьма чувствительный "анализатор" характеристик компаунд-системы. К их числу можно отнести температуру, ароматный по кваркам состав, размеры, время жизни, угловой момент и т.д.

Как показано в /3/ /см. также п.2.3/, информацию о температуре и ароматном составе системы можно получить, исследуя качественный состав кумулятивных адронов. Предположение о том, что ароматный состав в распадном состоянии КС соответствует составу химически равновесного газа с температурой $T \approx \mu_\pi$, привело к удовлетворительному согласию с данными о величине отношений K^+/π и K^-/π и не противоречит верхней экспериментальной оценке выходов $\tilde{p}$ под углом $\theta=90^{\circ}$. Однако, как следует из формул (2.24) – (2.27) работы /3/, чем тяжелей рожденная частица, тем чувствительней сечение её рождения к величине температуры системы. Получение надежных данных об отношении $\tilde{p}/\pi$ позволит уточнить значение T.

Информация о размерах системы содержится в данных о корреляциях двух тождественных кумулятивных частиц с малым относительным импульсом /24,25/. Она не противоречит представлению о распадающейся КС как об объекте с размерами порядка нескольких фм. Однако обработка данных /25/ производилась без учета влияния углового момента КС. Это может привести к заметным искажениям истинной картины и повлиять на вывод о наличии существенной вытянутости КС в продольном направлении.

Дальнейшие исследования поляризационных эффектов в кумулятивных реакциях позволят получить важную информацию о константе спин-орбитального взаимодействия в горячей адронной системе.

Из утверждения о том, что кумулятивный эффект является следствием процесса множественного рождения в ядрах, следует и другой важный вывод: модели, претендующие на описание множественного процесса, должны также описывать и основные закономерности кумулятивного эффекта. Это требование может оказаться критичным для некоторых моделей. Так, например, популярная в настоящее время дуальная партонная модель, в её традиционном виде, вообще не содержит подпроцессов, приводящих к образованию кумулятивных адронов.

Как показано выше и в работе /3/, многие закономерности кумулятивных реакций определяются свойствами распадающейся КС. Однако величина наклона спектра, его нормировка определяются процессом формирования КС в ядре. В разделе 3 мы рассмотрели два качественно различных варианта феноменологии процесса и сформулировали обобщенный вариант. Наиболее важное следствие нашего анализа: в любом из рассмотренных вариантов формирование КС определяется свойствами КХД на больших расстояниях.

В заключение отметим важность экспериментального исследования процесса образования кумулятивных струй. Практически каждая КС, способная породить кумулятивную частицу, образует и кумулятивную струю. При этом относительная вероятность образования частицы подавлена на фактор $F(x) \approx 10^{-2}$ (см. (4),(26)). Струя же с $x = \frac{2}{3}n$ (фактор 2/3 учитывает ненаблюдаемые нейтральные частицы) образуется при распаде КС с вероятностью ~1. Отметим, что информация о $W_A^{(n)}$, извлекаемая из данных о струях, не искажена возможными неточностями, связанными с определением функции $F(x)$.

Авторы благодарны Е.С.Голубятниковой за предоставление результатов численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

I. Бояринов С.В. и др.–ЯФ,1987,46,с.1472; Труды IX Международного семинара по проблемам физики высоких энергий.ДI,2-88-652,с.219,Дубна,1988.
2. Голубятникова Е.С., Калинкин Б.Н.,Шмонин В.Л. - ОИЯИ,Р2-86-182, Р2-86-183, Дубна,1986.
3. Голубятникова Е.С.,Калинкин Б.Н.,Шмонин В.Л. – ОИЯИ,Р2-89-30,Дубна,1989; Голубятникова Е.С.,Шмонин В.Л. – ИФВЭ АН КазССР, 88-19, Алма-Ата,1989.
4. Блохинцев Д.И. – ЖЭТФ,1957,33,с.1225.
5. S.Sh.Ameev et.al. - Z.für Phys.,1988,A331,p.347.
6. Ландау Е.Л., Лившиц Е.М. – Теоретическая физика,Т.5,Наука,М.,1964.
7. Ландау Е.Л., Лившиц Е.М. – Теоретическая физика,Т.3,Наука,М.,1963.
8. Базь А.И.,Зельдович Я.Б., Переломов А.М. – Рассеяние реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. Наука,М.,1971.
9. Baldin A.M. et al. - JINR,E1-82-472,Dubna,1982.
10. Беленький С.З. и др. – УФН,1957,62,с.1.
11. Фейнберг Е.Л. – УФН,1971,104,с.539.
12. Kinoshita K. - KEK, 1979,33,p.141.
13. Siegrist J.L.- SLAK Report No.225 (1979).
14. Kalinkin B.N.,Shmonin V.L.- Phys.Scr.,1987,36,p.737.
15. Калинкин Б.Н., Шмонин В.Л. – ЯФ,1975,21,с.628; Z.für Phys.,1978, A288,p.227 ; Ibid, 1980, 36,p.737.
16. Фейнберг Е.Л. – УФН,1980,132,с.255.
17. Калинкин Б.Н.,Шмонин В.Л. – ОИЯИ,Р4-6298,Р4-6299,Дубна,1972.
18. Kalinkin B.N.,Cherbu A.V.,Shmonin V.L. - Acta Phys.Pol.,1978,B9, p.375;ibid,1979,B10,N.3,p.247.
19. Golubyatnikova E.S. et al.- Acta Phys.Pol.,1984,B15,p.585.
20. Блохинцев Д.И., Токтаров К.А. – ОИЯИ,Р4-4018,Дубна,1968.
21. Kogut J.,Susskind P. Phys.Rev.,1974,D10,p.732; Nussinov S. Phys.Rev.Lett.,1975,34,p.1286.
22. Калинкин Б.Н.,Шмонин В.Л. – ОИЯИ,Р2-85-471,Дубна,1985.
23. Неудачин В.Г.,Обуховский И.Т.,Смирнов Ю.Ф. – ЭЧАЯ,1984,15,с.1165.
24. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. – ЯФ,1972,15,с.392, Ледницки Р., Любошиц В.Л. – ЯФ,1982,35,с.1316.
25. Бажков Ю.Д. и др. – ИТЭФ №2, М.,1988.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 мая 1989 года.