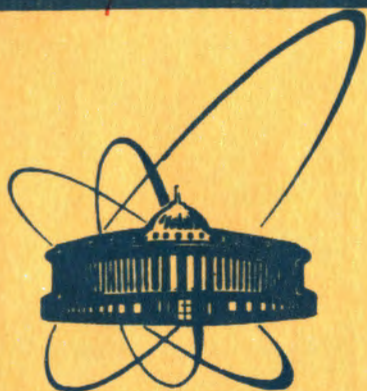


2695/2-80

23/н-80



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

P2-80-145

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

О ВОЗМОЖНОСТЯХ  
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ПОДХОДА  
К ОПИСАНИЮ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ  
С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ  
I. Формулировка модели

1980

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс рождения частиц с большими значениями поперечного импульса  $p_{\perp}$  и его связь со структурой адрона долгое время привлекают внимание теоретиков.

В рамках квантовой теории поля в наиболее общей постановке важные вопросы о характере зависимости инклюзивного сечения рождения частиц от  $p_{\perp}$  были рассмотрены в работах /1-4/, одним из результатов которых явилось утверждение о возможной степенной зависимости этого сечения.

В последнее время несомненных успехов достигла конкретная полевая модель - квантовая хромодинамика /КХД/. По мнению большинства исследователей, ее можно считать реальным кандидатом на роль теории сильных взаимодействий. Поэтому чрезвычайно важен тщательный отбор экспериментальных результатов, при сопоставлении с которыми можно осуществить проверку ее предсказаний.

И в данном случае одним из важнейших каналов информации может явиться процесс рождения частиц с большими  $p_{\perp}$ , так как многие качественные, а при некоторых специальных предположениях и количественные закономерности этого процесса можно пытаться объяснить с помощью механизма жестких столкновений между составляющими адронов /см., напр., обзоры /5,6/, а также статью /7/.

В рамках КХД этими составляющими являются кварки и глюоны. Сечения их взаимодействия  $d\sigma/dt$  при достаточно больших переданных импульсах могут быть рассчитаны /7,8/. Непосредственное сопоставление предсказаний КХД с экспериментальными данными затруднено тем обстоятельством, что наблюдаемые характеристики зависят не только от  $d\sigma/dt$ , но и от функции фрагментации адронов, кварков и глюонов, информация о которых не вполне определена. Однако при изменении этих функций в разумных пределах учет диаграмм низшего порядка приводит к инвариантным сечениям рождения  $\pi$ -мезонов, которые существенно меньше инвариантных сечений, определенных в эксперименте при  $p_{\perp} \leq 6 \div 7$  ГэВ/с /5,8/ /см. также рис. 1/. Кроме того, расчет приводит к распределению  $p_{\perp}^{-N} f(x_{\perp})$  с  $N = 4$ , вместо соответствующего наблюдения значения  $N = 8$ . Учет нарушения скейлинга за счет зависимости структурных функций и инвариантного заряда от  $Q^2$  приводит к некоторому увеличению  $N$ , которого, однако, недостаточно для согласования с экспериментальными данными /5,7,8/.

Для барионов расчет инвариантных сечений, выполненный в рамках такого подхода, приводит к результатам, расходящимся с экспериментом приблизительно на порядок при всех достигнутых значениях  $\sqrt{s}$  и  $p_{\perp}$ .

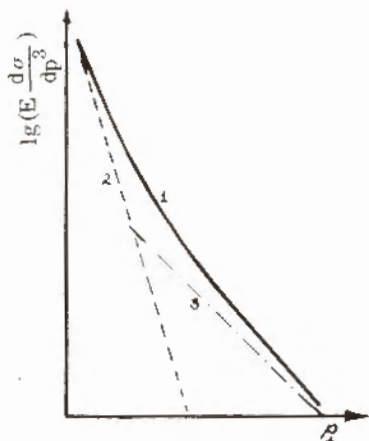


Рис. 1. Качественное сопоставление предсказаний модели жестких столкновений /кривая 3/ и экстраполяции в область больших  $p_{\perp}$ , выражения  $e^{-p_{\perp}/T_0}$  при  $T_0^{-1} = 6$  /кривая 2/ с наблюдаемым поведением инвариантного сечения /кривая 1/.

Являются ли приведенные факты основанием для сомнений в справедливости КХД? Очевидно, нет, поскольку возможен вклад другого механизма, не сводящегося к жестким столкновениям типа "2 → 2".

Существование такого механизма является неизбежным следствием сложности строения адрона и сильного взаимодействия между его составляющими. Пользуясь аналогией с ядерными реакциями, можно ожидать, что помимо процессов "прямого" типа будут развиваться и процессы, протекающие через стадию образования компаунд-системы, являющейся результатом уже многократного взаимодействия между составляющими /кварками и глюонами/, сопровождающегося значительной диссипацией энергии на многие степени свободы. Сложность и запутанность такой эволюции приводит к практически полной утрате информации о способе ее образования, и для описания ее распада можно использовать методы термодинамики.

В этой работе мы исследуем возможности термодинамического механизма и покажем, что его вклад в рождение частиц с большими  $p_{\perp}$  может доминировать вплоть до значений  $p_{\perp} \sim 7 \div 8$  ГэВ/с. Это означает, что указанная область /отметим, что большинство экспериментов относится именно к ней/ не может служить безусловной ареной для проверки следствий КХД на основе модели жестких столкновений. Во всяком случае, для такой проверки необходимы дополнительные, особым образом поставленные эксперименты.

Разумеется, выбирая этот путь, мы сознаем, что в настоящее время апелляция к термодинамическому механизму уже сама по себе может показаться анахронизмом. В самом деле, термодинамический

подход не раз подвергался резкой критике. Широко известны трудности, с которыми он сталкивается при объяснении наблюдаемых закономерностей. К числу наиболее серьезных обычно относят следующие.

Распределение частиц при малых значениях  $p_{\perp}$  удовлетворительно описывается выражением термодинамического типа  $E \cdot d^3\sigma/dp^3 \sim \exp(-p_{\perp}/T)$  при  $T^{-1} = 6$ . Однако при больших  $p_{\perp}$  ( $\approx 3 \div 6$  ГэВ/с) ему соответствуют значения, которые меньше измеренных на несколько порядков /см. рис. 1/. При этом, как уже отмечалось выше, зависимость инклюзивного сечения от  $p_{\perp}$  в этой области описывается степенной функцией лучше, чем экспоненциальной.

В некоторых работах /см., напр., <sup>10</sup>/ утверждается, что изотропный характер распада термодинамической системы лишает всякой надежды согласовать такой подход с наблюдаемыми корреляциями характеристик рожденных частиц, и, в частности, с наличием "струй".

Считают также, что, используя простую термодинамическую схему, трудно надеяться на объяснение довольно сложного поведения качественного состава, например, отношений выходов различных частиц  $d\sigma_k/d\sigma_{\pi}$ ,  $d\sigma_p/d\sigma_{\pi}$  и др. от  $p_{\perp}$ .

Эти трудности не удалось преодолеть и в недавно рассмотренных усложненных вариантах термодинамической модели <sup>11-16</sup>.

И тем не менее, как уже было указано выше, мы вновь обращаемся к термодинамическому механизму рождения частиц с большими  $p_{\perp}$ . Подробный анализ ситуации, а также перечисленных трудностей привел к заключению, что шансы на успех такого механизма достаточно велики. Однако, чтобы их реализовать, необходимо провести серьезную реконструкцию подхода, по крайней мере, в трех направлениях:

- а/ следует принять во внимание современные представления о строении адронов;
  - б/ необходимо учесть, что процесс адронизации, как и любой фазовый переход, должен сопровождаться большими флуктуациями. Причиной флуктуаций является и квантовомеханическая природа системы;
  - в/ следует также выяснить специфику корреляционных свойств адронизационного фазового перехода в кластерной системе, расширяющейся с околосветной скоростью.
- Результатом попытки осуществить эту программу в первом, грубом приближении и является излагаемая ниже модель.

## II. ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

1. Сечение образования полных статистических компаунд-систем в адронных столкновениях.

Мы предполагаем, что доминирующий вклад в рождение частиц с большими  $p_{\perp} / \leq 7 \text{ ГэВ/с}$  могут вносить полные статистические компаунд-системы /СКС/, включающие всю энергию первичных адронов и распадающиеся в соответствии со статистическими закономерностями.

Необходимость образования таких систем при высоких энергиях следует из реализации исследованных в последнее время важных каналов рождения. К ним относится, например, кумулятивное рождение.

В цикле работ <sup>17-20</sup> нами был развит феноменологический подход к описанию этих процессов в адрон-ядерных взаимодействиях, основанный на гипотезе об образовании компаунд-системы при взаимодействии налетающего адрона с одним из нуклонов ядра и последующем наращивании ее массы за счет образования компаунд-систем, включающих в себя два и более ядерных нуклонов. Процесс собирания компаунд-системы характеризуется двумя параметрами: сечением ее образования в каждом акте наращивания массы  $\sigma_c$  и временем жизни  $\tau_c$ . Проведенное в работе <sup>19</sup> специальное исследование зависимости этих параметров от энергии показало, что для pp-столкновений  $\sigma_c$  убывает от  $\sigma_c = \sigma^{in}$  при импульсе порядка нескольких сотен МэВ/с до  $\sigma_c \approx 0,25 \text{ in}$  при  $p_{\perp} = 6 \text{ ГэВ/с}$ , а затем остается постоянным, по крайней мере, до  $p_{\perp} = 400 \text{ ГэВ/с}$ . Время жизни

$\tau_c$  убывает с ростом энергии как  $\sqrt{s}^{-1}$  до тех пор, пока величина  $\tau_c \cdot c$  не достигнет размера адрона  $\approx 0,6 \text{ Фм}$  /асимптотическое постоянство  $\tau_c$  обусловлено тем, что минимальный пространственно-временной интервал, необходимый для рождения частицы, примерно равен ее размерам/.

Тот факт, что модель, основанная на представлении об образовании компаунд-систем, при минимальном числе параметров описывает практически все закономерности процессов кумулятивного типа /спектрально-угловые характеристики, А - зависимость выхода частиц различного типа в широком диапазоне энергий/, позволяет считать это представление весьма правдоподобным.

При описании процессов кумулятивного типа фигурируют компаунд-системы, распад которых не является статистическим, а подчиняется принципу идентичности импульсных спектров <sup>18</sup>. Будем называть такие системы динамическими компаунд-системами /ДКС/ в отличие от /СКС/. Прекращение существования ДКС может произойти как за счет ее распада в адроны, так и за счет возникновения в ней стохастического движения, если прямой распад не успел произойти, то есть за счет ее перехода в СКС. Иными словами, конкурирующие с процессами динамического развития ДКС диссипативные процессы могут с некоторой вероятностью перевести ее в СКС.

Пусть скорость развития динамических процессов в ДКС характеризуется временем  $\tau_1$ , а диссипативных -  $\tau_2$ . Тогда вероят-

ность перехода ДКС в СКС при экспоненциальных законах распада определяется выражением

$$P_s = \frac{1}{\tau_1} \int_0^{\infty} dt e^{-t/\tau_1} (1 - e^{-t/\tau_2}) = \frac{\tau_1}{\tau_1 + \tau_2} \quad /1/$$

Время жизни ДКС:

$$\tau_c = \frac{\tau_1 \cdot \tau_2}{\tau_1 + \tau_2} \quad /2/$$

Подставляя /2/ в /1/, получим

$$P_s = \frac{\tau_c}{\tau_2} \quad /3/$$

Разумно считать, что  $\tau_2$  приблизительно равно времени адронизации  $\tau_h \approx 0,5 \cdot 10^{-23} \text{ с}^{/21/}$ , а  $\tau_c \approx 0,2 \cdot 10^{-23} \text{ с}^{/19/}$ . Следовательно, приблизительно  $P_s \approx 0,4$ , а сечение образования СКС равно:

$$\sigma_s = \sigma_c \cdot P_s \approx 0,1 \sigma^{in} \quad /4/$$

Таким образом, из существования ДКС и наличия диссипативных процессов в них неизбежно следует существование СКС. Вопрос состоит лишь в величине сечения, которое определяется соответствующими временами  $\tau_c$  и  $\tau_h$ . Однако их приближенные значения известны, следовательно, оценка /4/ достаточно надежна.

О том, что статистическая система, испускающая частицы с большими  $p_{\perp}$ , является полной, т.е. включает в себя валентные кварки сталкивающихся адронов, свидетельствует тот факт, что в событиях, в которых имеется адрон с  $p_{\perp} \geq 2 \div 3 \text{ ГэВ/с}$ , лидирующие частицы практически отсутствуют.

Итак, для сечения  $\sigma_s$  образования полной СКС, характеризующего первую стадию процесса, мы принимаем оценку /4/.

Эта оценка и приведенные в связи с ней аргументы показывают, что использование в некоторых работах  $\sigma_s = \sigma_{pp}^{in}$  с физической точки зрения невозможно оправдать. Поэтому результаты, полученные, например, в работе <sup>16</sup>, завышены не менее, чем на порядок.

## 2. Качественный анализ свойств СКС

Общие закономерности развития и распада кластерных систем, к числу которых относится и СКС, были рассмотрены ранее в <sup>21,22</sup>:

- вслед за актом рождения кластер расширяется с околосветовой скоростью;

- время адронизации кварк-глюонной плазмы  $\tau_h$ , составляющей вещество кластера, конечно и не зависит от энергии столкновения;

- спектры частиц, образующихся при распаде кластера, описываются статистическими соотношениями.

Такая схема предусматривает, что кластер образуется в области с размером  $r_0$  порядка адронного, а распадается, обладая в среднем размером

$$R = r_0 + cr_h \quad /5/$$

Эта оценка, дополненная учетом коллективного движения в кластере, позволила описать поведение наиболее общих характеристик множественного рождения в адронных столкновениях в широком интервале энергий /20 ГэВ ÷ 10 ТэВ/ [21].

Однако при анализе редких процессов усредненная оценка /5/ является слишком грубой. Дальнейшая детализация развития СКС связана с учетом дополнительных физических факторов, отражающих реальные свойства системы.

В частности, поскольку система является квантовой, возможны сильные флуктуации ее распадного состояния. Должно иметь место некоторое распределение вероятности ее распада при различных объемах /или временах/ а следовательно, и температурах. Сильные флуктуации могут быть вызваны и самим фазовым переходом кварк-глюонной плазмы в адроны.

Наличие флуктуаций приводит к серьезным качественным изменениям вида инклюзивного спектра адронов при больших  $p_{\perp}$ . Для иллюстрации этого утверждения рассмотрим упрощенный методический вариант, приводящий к результату, который, с одной стороны, сочетает прозрачность аналитической формы, с другой - является весьма общим, что позволяет сделать на его основе важные выводы.

Будем считать, что распределение  $dn(p)$  частиц по импульсам определяется соотношением, справедливым для "черного" излучения. Тогда при  $p_{\perp} \gg \mu$  /  $\mu$  - масса частицы/ в с.ц.и. сталкивающихся адронов имеем:

$$dn(p_{\perp})|_{\theta=90^{\circ}} \sim V \exp(-p_{\perp}/T) dp^3 \quad /6/$$

Учитывая возможность флуктуаций распадного объема, инклюзивное сечение можно представить формулой

$$d^3\sigma/dp^3|_{\theta=90^{\circ}} \sim \int V e^{-p_{\perp}/T(V)} \cdot f(V) dV, \quad /7/$$

где  $f(V)$  - плотность вероятности того, что распадный объем равен  $V$ . Связь между  $T$  - температурой и  $V$  в таком подходе

$$\sqrt{s} = kVT^4 \quad /8/$$

" $k$ " зависит от конкретных характеристик возбуждаемых степеней свободы системы /или частиц в ней/. Отсюда:

$$T^{-1} = k^{1/4} s^{-1/8} V^{1/4} \quad /9/$$

и вместо /7/ можно написать:

$$d^3\sigma/dp^3 \sim \int V \cdot f(V) dV e^{-k^{1/4} z V^{1/4}}, \quad /10/$$

$$z = p_{\perp} s^{-1/8} \quad /11/$$

Выберем функцию  $f(V)$  в довольно общем виде:

$$f(V) \sim V^n \exp(-\beta V^2). \quad /12/$$

Оценивая интеграл в /10/ по методу Лапласа [23], имеем:

$$d^3\sigma/dp^3 \sim I(z, n) \sim V - \frac{2\pi}{\phi_n''(V_0(z))} \exp[\phi_n(V_0(z))], \quad /13/$$

$$\text{где } \phi_n(z, V) = (n+1) \ln V - \beta V^2 - k^{1/4} z V^{1/4}, \quad /14/$$

а  $V_0$  определяется из уравнения  $\phi_n'(z, V=V_0) = 0$ , что эквивалентно

$$z = 4 \cdot k^{-1/4} V^{-1/4} (n+1 - 2\beta V_0^2). \quad /15/$$

Тогда /13/ можно представить в виде

$$d^3\sigma/dp^3 \sim V_0^{n+2} \left(\frac{n+1}{2} + 7\beta V_0^2\right)^{-1/2} \exp[-\beta V_0^2 - k^{1/4} z V_0^{1/4}] \quad /16/$$

или

$$d^3\sigma/dp^3 \sim V_0^{n+2} \left(\frac{n+1}{2} + 7\beta V_0^2\right)^{-1/2} \exp(-4(n+1)) \exp(7\beta V_0^2). \quad /17/$$

Из /15/ и определения /11/ видно, что большим  $p_{\perp}$  соответствуют малые  $V_0$ . При этом экспоненты в /16/ и /17/ практически не зависят от  $V_0$  и близки к 1. Членом, пропорциональным  $V_0^2$  в знаменателях этих формул, можно также пренебречь. Следовательно:

$$\left(d^3\sigma/dp^3\right)_{p_{\perp} \text{ велико}} \sim V_0^{n+2} \sim z^{-4(n+2)} \sim p_{\perp}^{-4(n+2)} \quad /18/$$

Из /18/ следует важное заключение: учет флуктуаций распадного объема системы в рамках термодинамической модели приводит к степенной зависимости инклюзивного сечения от  $p_{\perp}$  в области больших его значений. В частности, поскольку для абсолютно нестабильной системы наиболее вероятным значением в /12/ является  $n = 0$ , то

$$d^3\sigma/dp^3 \sim p_{\perp}^{-8}. \quad /19/$$

Мы видим, что распространенное убеждение в том, что термодинамическая модель приводит лишь к экспоненциально падающему спектру, лишено серьезных оснований. Оно является справедливым лишь в очень частном, а в рассматриваемом процессе и заведомо неосуществимом случае, когда объем системы строго фиксирован.

Формула /19/ позволяет сделать и еще один важный вывод: инклюзивное сечение демонстрирует своеобразное скейлинговое поведение - оно определяется параметром  $z$  /см. /14//, зависящим как от  $p_{\perp}$ , так и от  $\sqrt{s}$  /по-видимому, впервые скейлинг такого рода был отмечен в /24/, но лишь для области  $p_{\perp}$ , где  $d^3\sigma/dp^3$  можно описать экспонентой, т.е. при сравнительно небольших  $z$  / $\sim 1$ / и фиксированном объеме распада. Этот случай тривиально следует уже из комбинации выражений /6/ и /8//.

Перейдем теперь к обсуждению важного вопроса о внутреннем состоянии СКС и его развития во времени. До распада внутреннее состояние СКС является состоянием кварк-глюонной плазмы.

Равновесная кварк-глюонная плазма, имеющая квантовые числа вакуума, характеризуется числом степеней свободы  $\nu = 52 = 3$  /кварка/  $\times 2$  /учет антикварков/  $\times 3$  /цвет/  $\times 2$  /спин/  $+ 8$  /глюоны/  $\times 2$  /поляризация/.

Следовательно, соотношение между плотностью энергии и температурой /25/:

$$\epsilon = 16\epsilon_{-} + 36\epsilon_{+} = \frac{15,7}{(hc)^3} T^4 = 1,96 \cdot 10^3 T^4. \quad /20/$$

где

$$\epsilon_{\eta} = \frac{4\pi}{(2\pi hc)^3} \int_0^{\infty} \frac{k^3 dk}{\eta + \exp(k/T)} = \frac{K_{\eta}}{(hc)^3} T^4. \quad /21/$$

$\eta = +1; 0; -1$  для статистик Ферми-Дирака, Больцмана и Бозе-Эйнштейна, соответственно

$$K_{+1} = 0,29; \quad K_0 = 0,30; \quad K_{-1} = 0,33. \quad /22/$$

В такой плазме плотность данного вида кварков

$$n_{q_i} = 6 \frac{4\pi}{(2\pi hc)^3} \int_0^{\infty} \frac{k^2 dk}{1 + e^{k/T}} = 66,23 T^3, \quad /23/$$

или, с учетом /20/,

$$n_{q_i} = 0,225 \left( \frac{\sqrt{s}}{V} \right)^3. \quad /24/$$

В СКС, образующейся в результате взаимодействия адронов, присутствуют также валентные кварки, которые необходимо учитывать в энергетическом балансе /20/. Так, для  $pp$ -взаимодействий - валентных кварков 6. Следовательно, вместо /20/ получим

$$\sqrt{s} = 1,96 \cdot 10^3 V T^4 + 19,7 T. \quad /25/$$

Плотность данного вида кварков:

$$n_{q_i} = 66,23 T^3 + N_{V_i}/V. \quad /26/$$

где  $T$  определяется из /25/, а  $N_{V_i}$  - число кварков данного сорта среди валентных кварков сталкивающихся адронов.

Адронизационный фазовый переход может произойти на любой стадии развития СКС. Учитывая ограничение, накладываемое принципом неопределенностей, его длительность

$$\Delta t_h \geq h/\bar{E}. \quad /27/$$

где  $E$  - средняя энергия частиц, образующихся при таком переходе. Длительность формирования частиц с энергией  $E \gg \bar{E}$ :

$$\Delta t \ll \Delta t_h. \quad /28/$$

Следовательно, рождение наиболее энергичных частиц происходит в самом начале фазового перехода /когда температура системы выше/.

Но в этот момент основная масса СКС еще находится в состоянии кварк-глюонной плазмы. Поэтому можно считать, что излучение таких частиц наследует температуру плазмы. Однако и этого оказывается недостаточно. Сделанное выше простое предположение о том, что образование частиц с большими  $p_{\perp}$  происходит посредством их излучения из равновесной кварк-глюонной плазмы /как это сделано, например, в /16//, противоречит эксперименту.

В равновесном случае отношение выходов антипротонов к  $K^-$ -мезонам /обе частицы не содержат валентных кварков сталкивающихся адронов/ в каждый момент времени  $t$  определяется выражением

$$\frac{\bar{p}}{K^-} = 2e^{-\frac{(\sqrt{p^2 + m_p^2} - \sqrt{p^2 + m_K^2})/T(t)}{2pT(t)}} \approx 2e^{-\frac{m_p - m_K}{2pT(t)}} \quad /29/$$

Отсюда при любом  $t$  с ростом  $p$  отношение  $\frac{\bar{p}}{K^-}$  должно расти. Следовательно, и наблюдаемое отношение /т.е. просуммированное по всем  $t$ / должно также увеличиваться при увеличении  $p$ . Однако в эксперименте при  $E_p = 400$  ГэВ в интервале  $p_{\perp}$  от 2 до 4 ГэВ/с отношение  $\bar{p}/K^-$  падает примерно в 3-4 раза /26/. Такое поведение может объясняться тем, что плотности кварков  $n_{qi}$  на ранних стадиях развития СКС значительно ниже равновесных, и вероятность появления дополнительного кварка, отсутствующего среди валентных, является малой величиной, уменьшающейся с уменьшением  $t$ . В состав  $K^-$ -мезона входит два таких кварка, а в состав антипротона - три/. Это предположение находится в соответствии с поведением других отношений:  $K^-/\pi^-$ ,  $K^-/K^+$ ,  $\bar{p}/\pi^-$ . Так, например, из него следует, что приведенные в /26/ отношения выходов  $\bar{p}/\pi^-$  и  $K^-/\pi^-$  должны быть связаны соотношением

$$(K^-/\pi^-) \approx \sqrt{(\bar{p}/\pi^-)} \quad /30/$$

О том, что /30/ действительно приближенно выполняется, можно судить по таблице.

Таблица

$p_{\perp}$ (ГэВ/с)	0,77	1,16	1,54	2,31	3,08	3,85	4,61	5,38	6,15
$K^-/\pi^-$	0,17	0,21	0,25	0,27	0,27	0,24	0,19	0,13	0,06
$\sqrt{\bar{p}/\pi^-}$	0,26	0,32	0,33	0,31	0,26	0,20	0,14	0,13	0,14

Таким образом, качественный анализ состава частиц с большими  $p_{\perp}$  приводит нас к очень важному выводу: кварк-глюонная плазма, составляющая СКС, на ранних стадиях ее развития не является равновесной.

При построении модели этот фактор должен быть учтен.

### 3. Основные соотношения модели

Результаты проведенного выше предварительного анализа ситуации позволяют теперь перейти к непосредственной формулировке модели.

### 3а. Неравновесная кварк-глюонная плазма

Ясно, что на данном этапе изучения процесса не имеет смысла переуточнять задачу. С другой стороны, корректное описание неравновесных процессов и само по себе является сложной проблемой. Поэтому здесь мы ограничимся построением упрощенной схемы, призванной лишь весьма грубо отразить предполагаемые основные черты динамики развития и распада СКС.

Будем считать, что так же, как и в общем случае /21/, при формировании СКС эффективное взаимодействие глюонных компонент сталкивающихся адронов сильнее, чем кварковых компонент. Тогда глюонная компонента СКС приходит к равновесной плотности практически сразу вслед за образованием СКС. Восстановление же равновесной плотности кварковой компоненты /процесс, необходимый для адронизации кластера/ происходит лишь через некоторый промежуток времени /кстати, это одна из причин, обуславливающих возникновение систем кластерного типа/. В соответствии с этим полагаем, что мерой отклонения от состояния равновесия является разность  $(n_{qi}^0 - n_{qi})$ , где  $n_{qi}^0$  - равновесная плотность кварков сорта " $i$ ". Для скорости ее изменения в линейном приближении можно написать уравнение:

$$d(n_{qi}^0 - n_{qi})/dt = -\frac{1}{\tau_q} (n_{qi}^0 - n_{qi}) \quad /31/$$

Пусть кварки сорта  $i$  отсутствуют среди валентных кварков сталкивающихся адронов, а вкладом "морских" кварков можно пренебречь. Тогда начальным условием для уравнения /31/ будет:

$$n_{qi} = 0 \quad t = 0 \quad /32/$$

Решением /31/ с учетом /32/ является выражение:

$$n_{qi} = n_{qi}^0 (1 - e^{-t/\tau_q}) \quad /33/$$

Поскольку параметр  $\tau_q$  характеризует скорость восстановления равновесной кварковой компоненты, а именно этот процесс приводит к адронизации кластера, естественно положить  $\tau_q = \tau_h$ .

Теперь энергетический баланс можно представить в виде:

$$\sqrt{s} = 1305(1 - e^{-t/\tau_h}) \sqrt{T_0^3 T + 660 T^4 + 19,7 T} \quad /34/$$

В правой части /34/ первый член соответствует вкладу вновь образуемых кварков, второй - вкладу глюонов, третий - вкладу валентных кварков.  $T_0$  - температура равновесной кварк-глюонной плазмы. Из соотношения /34/ определяется температура неравновесной кварк-глюонной плазмы и, следовательно, температура из-

лучения наиболее быстрых адронов из СКС. Плотности кварков в такой системе с учетом валентных кварков сталкивающихся адронов определяются выражением

$$n_{q_i} = N_{V_1} / V + n_{q_i}^0 (1 - e^{-t/\tau_h}) \quad /35/$$

Отметим, что сформулированное описание неравновесной кварк-глюонной плазмы является довольно грубым. Одна из причин - использование линейного приближения для скорости изменения состояния в направлении равновесия. Однако мы полагаем, что такое описание соответствует пока современному уровню информации об этом объекте.

36. Инвариантное сечение рождения адронов с большими  $p_{\perp}$

Учитывая конкуренцию между динамическим и статистическим законами распада компаунд-системы и предполагая, что вероятность распада СКС в различные моменты времени  $t$  распределена по экспоненциальному закону, инвариантное сечение рождения частиц, образующихся при распаде СКС, можно представить в виде:

$$E \frac{d^3 \sigma_i}{dp^3} = \frac{E \sigma_c}{\tau_c \tau_h (2\pi \hbar c)^3} \int_0^{\infty} dt_0 e^{-t_0/\tau_c} (1 - e^{-t_0/\tau_h}) \int_{t_0}^{\infty} dt g_i(t) V(t) e^{-E/T(t)} e^{-t/\tau_h} \quad /36/$$

В /36/  $\tau_c$  и  $\tau_h$  - времена жизни ДКС и СКС, соответственно.  $V(t)$  - объем, а  $T(t)$  - температура СКС в момент времени  $t$ .  $t_0$  - означает момент времени, начиная с которого, система развивается по каналу СКС. В /36/  $g_i(t)$  - статистический вес частиц сорта " $i$ ".

Введение зависимости  $g_i$  от  $t$  является существенным предположением модели, позволяющим эффективно учитывать при малых  $t$  влияние отличия плотностей кварков от их равновесных значений на процесс излучения сконструированного из них реального адрона.

Конкретно, мы предполагаем простейшую зависимость  $g_i(t)$  :

$$g_i(t) = g_i^0 \frac{\prod_j n_{q_j}(t)}{\prod_j n_{q_j}^0} \quad /37/$$

В /37/  $g_i^0$  - обычный статистический вес частиц сорта  $i$ , определяющийся их квантовыми числами,  $n_{q_j}(t)$  - плотность кварков сорта  $j$  в неравновесной /35/, а  $n_{q_j}^0$  - в равновесной /26/ плазме при той же плотности энергии. Произведения в числителе и знаменателе выражения /37/ имеют сомножители, соответствующие всем валентным кваркам, содержащимся в адроне сорта  $i$ .

В /36/:

$$V(t) = \frac{4}{3} \pi (r_0 + ct)^2 (2r_0/\gamma_0 + ct) \quad /38/$$

где  $\gamma_0$  - лоренц фактор сталкивающихся протонов в системе их центра масс. Меняя в /36/ порядок интегрирования и интегрируя по  $t_0$ , приходим к следующему выражению для инвариантного сечения:

$$E \frac{d^3 \sigma_i}{dp^3} = \frac{E \sigma_c}{\tau_h (2\pi \hbar c)^3} \int_0^{\infty} dt g_i(t) V(t) e^{-E/T} e^{-t/\tau_h} \cdot \left\{ 1 - \frac{\tau_h (1 - e^{-t/\tau_h})}{\tau_c + \tau_h} \right\} e^{-t/\tau_c} \quad /39/$$

Выражения /38/, /39/ определяются значениями четырех величин:  $\sigma_c$ ,  $\tau_c$ ,  $\tau_h$  и  $r_0$ . Сечение образования компаунд-систем  $\sigma_c$  и их время жизни  $\tau_c$  установлены при анализе процессов кумулятивного типа /19/  $/\sigma_c = 0,25 \sigma^{in}$ ;  $\tau_c = 0,6$  Фм/с/. Время адронизации  $\tau_h$  является общей характеристикой кварк-глюонной плазмы, не связанной с конкретным каналом образования СКС. Его оценка производилась ранее на основе анализа множественных процессов /21/.

Параметром, свойственным СКС, является начальный размер системы  $r_0$ . Однако его величина весьма жестко фиксируется условиями развития процесса. С одной стороны, он не может быть существенно меньше размеров адрона, поскольку глюонная компонента, входящая в СКС, занимает весь объем адрона и, по сути дела, определяет эти размеры. С другой стороны, компаунд-система до перехода в статистическую стадию не может существенно увеличить свои размеры, так как это связано с диссипацией энергии и, следовательно, с выходом из канала ДКС. Поэтому начальный размер СКС должен быть с хорошей точностью равен начальному размеру адрона. Отклонения в ту или иную сторону возможны, главным образом, за счет неопределенности самого термина "размер адрона".

Таким образом, в изложенной модели СКС для описания инклюзивных спектров частиц с большими  $p_{\perp}$  фактически не используются свободные параметры. Основной ее произвол заключается в предположении о процессе установления равновесия в кварк-глюонной плазме /31/ и предположении /37/ об излучении адронов из неравновесной плазмы.

### 3в. Двухчастичные корреляции

В рамках описанной схемы имеются факторы, способствующие возникновению корреляционных эффектов. Здесь мы кратко остановимся на двух, которые в прежних работах не принимались во внимание.

Первый фактор состоит в согласованности вылета частиц во времени. Пусть при распаде СКС образовалась частица " $1$ " с энергией  $E_1 \gg E$ . Сам факт ее появления с большой вероятностью означает, что адронизационный фазовый переход начался на ранних стадиях развития СКС, т.е. при  $t_1 \ll \tau_h$ . При этом образование частицы произошло в промежутке времени от  $t_1$  до  $t_1 + \Delta t_1$  /где  $\Delta t_1 \approx \hbar/E_1 \ll \tau_h$  /, поскольку в последующие периоды времени темпера-



тура СКС резко падает, и вылет энергичной частицы подавлен. Другая частица "2", рождающаяся в том же акте, формируется в интервале времени от  $t_1$  до  $t_1 + \Delta t_2$  / где  $\Delta t_2 = h/E_2$  /. Если и для частицы "2"  $E_2 \gg \bar{E}$  , то обе частицы рождаются практически одновременно, т.е. при одной и той же температуре СКС. Следовательно, сечение рождения двух энергичных /  $E_{1,2} \gg \bar{E}$  / частиц можно представить в виде:

$$d^6\sigma/dp_1^3 dp_2^3 = \frac{\sigma^c}{r_h (2\pi\hbar c)^6} \int_0^\infty dt g_1(t) g_2(t) V^2(t) e^{-\frac{E_1+E_2}{T}} e^{-t/\tau_h} \left[ 1 - \frac{\tau_h(1-e^{-t/\tau_h})}{\tau_c + \tau_h} \right] e^{-t/\tau_c} / 40/$$

В выражение /40/ энергии частиц входят в виде суммы. Такая зависимость соответствует наблюдениям в [27], где отмечено подобие двухчастичного распределения как функции от  $p_1 + p_2$  , одночастичному распределению.

Второй фактор имеет кинематическую природу. При вылете частицы с большим импульсом СКС получает импульс отдачи. Однако, поскольку СКС расширяется с околосветовой скоростью, этот импульс не может быть воспринят всей системой - иначе не будет соблюден принцип причинности. Импульс отдачи сможет воспринять лишь некоторая часть вещества СКС, локализованная вблизи области формирования энергичной частицы. Ее размер следует оценить, используя эксперимент.

Сопоставление сформулированной модели с экспериментом и выводы даны во второй части этой работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ежела В.В., Логунов А.А., Мествиришвили М.А. Препринт ИФВЗ СТФ 72-1, Серпухов, 1972.
2. Ежела В.В. и др. ТМФ, 1973, 15, с.153.
3. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Петров В.А. Лекции на международной школе молодых ученых по физике высоких энергий. Гомель, 1973; ОИЯИ, P1,2-7642, Дубна, 1973.
4. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Петров В.А. В сб. "Общие принципы квантовой теории поля и их следствия". Ч.Ш, М., 1977.
5. Ранфт Г., Ранфт Й. ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.1, с.90.
6. Ефремов А.В., Радюшкин А.В. ОИЯИ, P2-12763, Дубна, 1979; Revista Nuovo Cim., v.3, 1980.
7. Feynman R.P., Field R.D., Fox G.G. Phys.Rev., 1978, D18, N 9, p.3320.
8. Combrige B.L., Kripfganz J., Ranft J. Phys.Lett., 1977, B70, p.234.
9. Owens J.F. Phys.Rev., 1979, D19, N 11, p.3279.

10. Левин Е.Н., Рыскин М.Г. В сб.: "Материалы II Зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц". Изд. ЛИЯФ АН СССР, 1976, с.267-366.
11. Jabes A. Lett. Nuovo Cim., 1974, 9, N 14, p.570.
12. Bouquet A., Letessier J., Tonuis A. Phys.Lett., 1974, B51, N 3, p.235.
13. Hoang T.F. Phys.Rev., 1976, D13, N 7, p.1881.
14. Nama M., Nagasaki M. Progr.Theor.Phys., 1975, 54, p.795; 1976, 55, p.1308; 1977, 57, p.160; 1978, 59, p.1305.
15. Gorenstein M.I., Shelest V.P., Zinovjev G.M. Phys.Lett., 1976, B60, N 3, p.283.
16. Шуряк Э.В. ЯФ, 1978, т.28, в.3, с.796.
17. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-10783, P2-10784, P2-10785, Дубна, 1977. Acta Phys., Pol., 1977, B9, N 5, pp.375. 385, 393.
18. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-11621, Дубна, 1978; Acta Phys., Pol., 1979, B10, N 3, p.225.
19. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-11802, 1978.
20. Kalinkin B.N., Cherby A.V., Shmonin V.L. Comm. JINR, E2-12209, Dubna, 1978.
21. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-12330, Дубна, 1979.
22. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-11670, Дубна, 1978; Acta Phys., Austriaca, 1979, 50, p.165.
23. Де Брейн Н.Г. Асимптотические методы в анализе. ИИЛ, Москва, 1961.
24. Meng Ta Chung. Phys.Rev., 1974, D9, N 11, p.3062.
25. Hwa R.C., Lam C.S. Phys.Lett., 1978, B79, N 4, p.438.
26. Antreasyan D. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, N 3, p.115.
27. Darriulat P. et al. Nucl.Phys., 1976, B107, p.429.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 февраля 1980 года.