

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

851/2-81

23/11-81

P2-80-727

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

О ВОЗМОЖНОСТЯХ
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ПОДХОДА
К ОПИСАНИЮ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ
С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ
III. Уточненная модель, инклюзивные спектры

1980

I. ВВЕДЕНИЕ

В работе^{/1/} сформулирована термодинамическая модель рождения частиц с большими поперечными импульсами в адронных столкновениях. Произведенный в ней учет ряда факторов, существенно влияющих на этот процесс и не принимавшихся во внимание в прежних термодинамических схемах, позволил воспроизвести основные наблюдаемые закономерности образования частиц вблизи $\theta_{\text{с.п.и.}} = 90^\circ$ при $p_{\perp} \leq 7 \div 8$ ГэВ/с, как в инклюзивных спектрах, так и в двухчастичных корреляциях.

Здесь мы покажем, что дальнейшее уточнение принятой в^{/1/} картины процесса позволяет построить новый вариант модели, обладающий значительно более широкими возможностями.

II. УТОЧНЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ^{/1/}

1. Учет продольного коллективного движения

В^{/1/} мы отмечали, что принятое там представление о выделении канала образования статистических компаунд-систем с полностью изотропными свойствами является весьма грубой идеализацией. В действительности в системе сохраняется наследие импульса сталкивающихся адронов в виде продольного коллективного движения. С этим движением связана часть энергии компаунд-системы. Его наличие существенно влияет на распределение рожденных частиц по быстройте.

По-прежнему будем считать, что компаунд-система является полной, то есть включает в себя энергию сталкивающихся адронов /в отличие от процесса пионизации, в котором валентные кварки, являясь зрителями, образуют лидирующие частицы, а термодинамическая система-кластер возникает в результате срыва и слияния глюонных полей^{/2,3/}. Подобные системы должны возникать и в процессах e^+e^- -аннигиляции в адроны, а также в результате глубоконеупругого рассеяния лептонов на адронах.

В обоснованности высказанного утверждения можно убедиться, рассмотрев простую модель реализации коллективного движения в таких компаунд-системах и ее следствия.

Положим, что части вещества компаунд-системы распределены равномерно по быстройте в интервале от $-y_m$ до y_m . Естествен-

но допустить, что рожденные частицы наследуют это движение, которое накладывается на их термодинамический спектр.

Тогда спектр частиц сорта i , образующихся при распаде такой системы, может быть представлен в виде:

$$\frac{d^2N}{dp_{\perp} dy} = \frac{\pi g_i V}{(2\pi\hbar c)^3} p_{\perp}^2 \frac{1}{y_m} \int_{-y_m}^{y_m} e^{-\frac{m_{\perp i} \operatorname{ch}(y-y_0)}{T}} \operatorname{ch}(y-y_0) dy_0. \quad /1/$$

В /1/ V - объем системы, g_i - статистический вес частиц сорта i , p_{\perp} - их поперечный импульс; y - быстрота; $m_{\perp i} = \sqrt{p_{\perp}^2 + m_i^2}$, где m_i - масса частицы. Температура T находится из условия равенства суммарной энергии всех частиц полной энергии системы \sqrt{s} :

$$\sum_i \int dp_{\perp} dy \frac{d^2N_i}{dp_{\perp} dy} m_i \operatorname{ch} y = \sqrt{s}. \quad /2/$$

Предположение о строгом выполнении скейлинга во всей области y приводит к логарифмической зависимости y_m от энергии:

$$y_m \approx a_1 + a_2 \ln \sqrt{s}. \quad /3/$$

Однако, учитывая наблюдаемое нарушение скейлинга и быстрый рост множественности в процессах e^+e^- -аннигиляции в адроны⁴, а также в адронных столкновениях с образованием частицы с большими p_{\perp} ⁵, следует предположить более слабую, чем /3/, зависимость. Например, можно использовать следующую соотношение:

$$y_m \approx \ln(1 + c_1 \ln \frac{\sqrt{s}}{c_2}). \quad /4/$$

Учтем, что при $\sqrt{s} \lesssim 30$ ГэВ подавляющее большинство рожденных заряженных частиц составляют π -мезоны. Тогда, при значениях параметров $c_1=4,9$; $c_2=2$, использование /1/ с учетом /3/ приводит к удовлетворительному описанию зависимости средней множественности от \sqrt{s} для e^+e^- -аннигиляции в адроны во всем доступном в настоящее время интервале энергии^{4'} /см. рис. 1/, распределения по быстроте^{4'} /рис. 2а/, роста "плато" в центральной области^{4'} /рис. 2б/ и качественного состава рожденных частиц^{6'} /рис. 3/. При тех же значениях параметров удастся правильно воспроизвести зависимость множественности заряженных адронов от массы адронной системы в глубоконеупругом рассеянии нейтрино на протоне^{7'} /рис. 4/, а также множественность частиц в $p\bar{p}$ -взаимодействиях в событиях, в которых рождается адрон

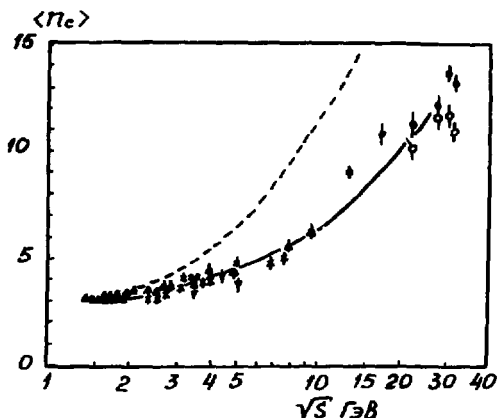


Рис. 1. Зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ от \sqrt{s} в процессах e^+e^- -аннигиляции в адроны. Пунктир - расчет без учета коллективного движения.

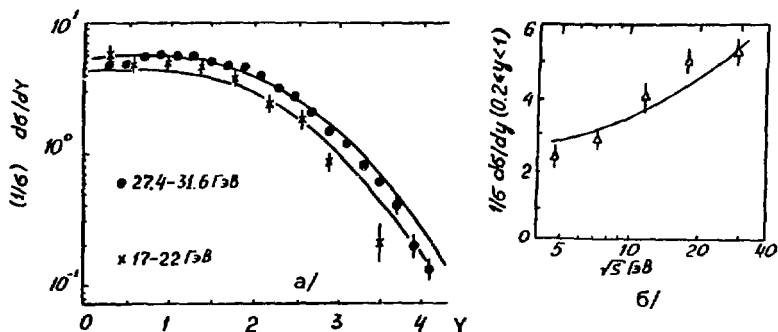


Рис. 2. Распределения по быстройте - а/ и рост множественности в центральной области быстройте с увеличением \sqrt{s} - б/ в процессах e^+e^- -аннигиляции в адроны.

с поперечным импульсом ≥ 3 ГэВ/с^{1/5}*/рис.5/, т.е. в тех случаях, когда с большой вероятностью происходит образование компаунд-систем /в расчетах не было учтено возможное увеличение среднего адронизационного объема из-за увеличения доли энергии,

* При $\sqrt{s} > 30$ ГэВ в балансе энергий /2/, а также при подсчете числа заряженных частиц мы учитываем вклады k^- , ρ^- , ω -мезонов и нуклонов.

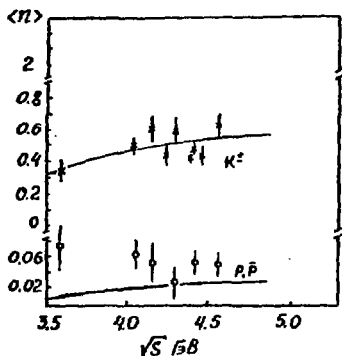


Рис.3. Средняя множественность K^\pm и $p\bar{p}$ в процессах e^+e^- -аннигиляции в адроны.

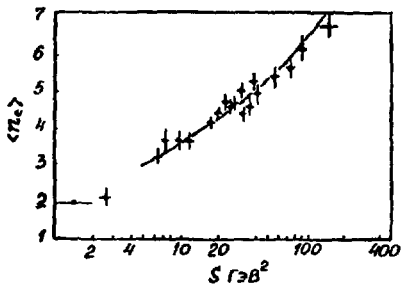


Рис.4. Зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ от массы адронной системы в глубоконеупругом p -рассеянии.

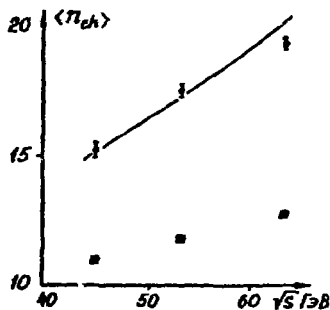


Рис.5. Зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ от \sqrt{s} ; ■ - во всех pp -событиях, ● - в событиях с образованием адрона с $p_1 \approx 3 \text{ ГэВ}/c$.

идущей на коллективное движение. Погрешность, связанная с таким приближением, не превышает 20%, поскольку при больших \sqrt{s} объем увеличивается не более, чем вдвое, а при заданном \sqrt{s} множественность $n \sim V^{1/4} / \lambda^{3/4}$. Приведенные результаты свидетельствуют о том, что предположение о близкой природе адронных систем, образующихся в рассмотренных процессах, не противоречит эксперименту, а выбранная параметризация коллективной моды движения в компаунд-системе является приемлемой. Поэтому она будет использована в представленном ниже варианте модели.

2. Уточнение зависимости от времени состояния неравновесной кварк-глюонной плазмы

На ранних стадиях развития компаунд-система представляет собой сгусток кварк-глюонной плазмы. Как показано в^{/1/}, одним из важнейших факторов, определяющих процесс рождения частиц с большими p_{\perp} , является неравновесность состава плазмы. В качестве меры отклонения состояния плазмы от равновесия в^{/1/} была выбрана разность $(n_{q_i}^0 - n_{q_i})$, где n_{q_i} - текущая плотность кварков сорта i , а $n_{q_i}^0$ - их равновесная плотность при заданной плотности энергии в системе. Для скорости изменения $(n_{q_i}^0 - n_{q_i})$ было использовано линейное приближение:

$$\frac{d(n_{q_i}^0 - n_{q_i})}{dt} = - \frac{1}{\tau_q} (n_{q_i}^0 - n_{q_i}), \quad /5/$$

τ_q в /12/ - параметр, характеризующий скорость восстановления равновесия. Однако, поскольку скорость кинетических процессов в веществе определяется, как правило, его температурой в данный момент времени, более корректный результат мы получим, если, сохранив приближение /5/, заменим $n_{q_i}^0$ на $n_{q_i}^T$, где $n_{q_i}^T$ - плотность кварков сорта i в равновесной плазме, имеющей температуру T , которой обладает неравновесная плазма в рассматриваемый момент времени t , то есть

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

Решением уравнения /5/ является

$$n_{q_i}(t) = N_{v_i} / V(t) + n_{q_i}^T(t) (1 - e^{-t/\tau_q}), \quad /7/$$

где N_{v_i} - число кварков сорта i среди валентных кварков сталкивающихся адронов.

Температура $T(t)$ по-прежнему определяется из уравнения энергетического баланса, в котором мы, однако, в отличие от^{/1/}, учли неравновесность глюонов:

$$\sqrt{s}/\kappa = 1965(1 - e^{-t/\tau_q}) VT^4 + 19,7 T. \quad /8/$$

В /8/ κ - фактор, связанный с наличием коллективного движения:

$$\kappa = \frac{1}{2y_m} \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-y_m}^{y_m} dy_0 \frac{chy}{\text{ch}^3(y-y_0)}$$

$/1 - 1/\kappa$ - доля энергии компаунд-системы, приходящаяся на это движение/.

Последний член в /8/ учитывает наличие в компаунд-системе валентных кварков сталкивающихся адронов.

Необходимо уточнить также и значение величины τ_q . В /1/ она полагалась равной среднему времени адронизации $\tau_q \approx \tau_h^q = 0,5 \cdot 10^{-23} \text{ с}^{1/3}$. Очевидно, это значение является оценкой сверху. В самом деле, в $^{1/3}/\tau_h$ определялось по данным о "среднем" акте множественного рождения, соответствующем практически полностью завершённому процессу адронизации. Однако в нашем случае должно быть $\tau_q < \tau_h$, так как процесс установления равновесия в кварк-глюонной плазме предшествует адронизации. Возникновение бесцветных комбинаций кварков, способных покидать систему, должно происходить на расстояниях, близких к радиусу "конфайнмента" r_c . Оценкой r_c могут служить формфакторы простейших двух-кварковых систем: π -мезона или k -мезона. Поэтому в дальнейшем мы полагаем

$$\tau_q \approx r_c/c \approx 0,6 \text{ Фм}/c \approx 0,2 \cdot 10^{-23} \text{ с}.$$

Интересная возможность непосредственной проверки описания развития компаунд-системы в состоянии кварк-глюонной плазмы заключается в сопоставлении с экспериментом предсказаний модели о поведении сечения образования лептонных пар. Действительно, рождение лептонных пар не зависит от особенностей процесса адронизации вещества компаунд-системы, оказывающих существенное влияние на образование адронов с большими p_{\perp} .

В соответствии с механизмом Дрелла и Яна /8/, рождение лептонных пар происходит за счет аннигиляции кварка и антикварка в виртуальный фотон с последующим его превращением в пару лептонов. В применении к компаунд-системе этот механизм приводит к следующему выражению для зависимости сечения от массы μ^{\pm} -пары M :

$$\frac{d\sigma_{\mu^+\mu^-}}{dM} = 0,0389 \frac{2\pi\alpha^2\sigma_c}{8M_{ym}} \cdot \frac{1}{N_c} \sum_j e_j^2 \int dy_{01} dy_{02} \times$$

$$\times \int dt e^{-t/\tau_h} V(t) \int d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 \rho_j(\vec{k}_1) \rho_j(\vec{k}_2) \times$$

$$\times \delta(M - \sqrt{(\epsilon_1 + \epsilon_2)^2 - (\vec{k}_1 + \vec{k}_2)^2}).$$

/9/

В выражении /9/ k_i - трехмерные импульсы кварков, $\epsilon_j = |k_j|$ - их энергии, а e_j - заряды кварков в единицах заряда электрона, $\alpha = 1/137$ - константа электромагнитного взаимодействия, $N_c = 3$ число цветов у кварков, $\sigma_{\text{ср}} \approx 0,25 \sigma_{\text{NN}}^{\text{ин}}$ - сечение образования компаунд-систем, $\rho_i(k_1)$ и $\rho_i(k_2)$ - плотности вероятности для кварков и антикварков, содержащихся в единице объема, обладать заданным значением трехмерного импульса k :

$$\rho_j(\vec{k}) = \rho_{v_j}(\vec{k}) + \frac{6}{(2\pi\hbar c)^3} e^{-\frac{p_{\perp j} \text{ch}(y-y_0)}{T}}, \quad /10/$$

где $\rho_{v_j}(\vec{k})$ - вклад валентных кварков сталкивающихся адронов:

$$\rho_{v_j}(\vec{k}) = \frac{N_{v_j}}{V(t)} \cdot \frac{e^{-\frac{p_{\perp} \text{ch}(y-y_0)}{T}}}{\int d^3k e^{-\frac{p_{\perp j} \text{ch}(y-y_0)}{T}}}. \quad /11/$$

В /9/ и /11/ $V(t)$ - объем системы в момент времени t /1/:

$$V(t) = \frac{4}{3} \pi (r_0 + ct)^2 (2r_0 / \gamma_0 + ct), \quad /12/$$

где r_0 - начальный размер компаунд-системы в поперечном направлении. В продольном направлении этот размер сокращается в $1/\gamma_0$ раз / γ_0 - лоренц-фактор сталкивающихся адронов в системе их центра масс/. Функция e^{-p_{\perp}/r_0} , как и в /1/, описывает вероятность распада компаунд-системы в момент времени t . Коэффициент 0,0389 обусловлен выбором единиц измерения входящих в /9/ величин. Результаты расчета $\frac{d\sigma_{\mu^+\mu^-}}{dM}$, выполненного в соответствии с /8/-/12/ для pp-столкновений при $\sqrt{s} = 62$ ГэВ, сопоставлены на рис. 6 с экспериментальными данными, взятыми из обзора /9/. Отсутствие существенных противоречий с наблюдениями во всей области M /за исключением J/ψ -резонанса, вклад которого в расчете не учитывался/ позволяет считать, что принятая нами модель развития компаунд-системы в состоянии кварк-глюонной плазмы является правдоподобной.

3. Температура адронного излучения

В /1/ мы полагали, что поскольку излучение частиц с большим значением p_{\perp} происходит в тот момент, когда основная масса

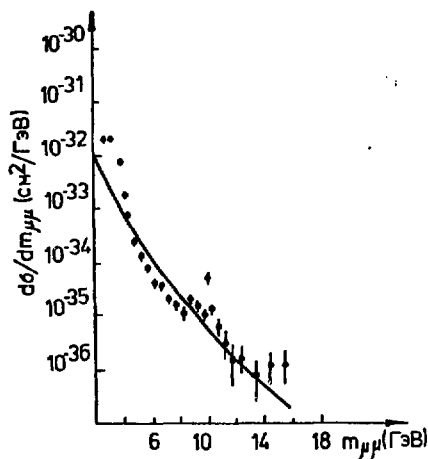


Рис.6. Спектр эффективных масс мюонных пар.

системы еще находится в состоянии кварк-глюонной плазмы, излучение таких частиц наследует температуру плазмы. По-видимому, такое приближение справедливо для области $p_{\perp} \gg \langle p_{\perp} \rangle$. При p_{\perp} порядка $\langle p_{\perp} \rangle$ связь между плотностью энергии и температурой определяется скорее всего теплоемкостью адронного газа, то есть соотношением вида /2/, а не /8/. Точнее определить области применимости /2/ и /8/ в шкале p_{\perp} пока трудно, поскольку это связано с необходимостью детального описания фазового перехода кварк-глюонной плазмы в адроны.

III. МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ВАРИАНТ МОДЕЛИ И ИНКЛЮЗИВНЫЙ СПЕКТР АДРОНОВ С БОЛЬШИМИ p_{\perp}

Уточнив принятую в /1/ схему пространственно-временного развития статистической компаунд-системы рассмотренными выше факторами, инвариантное сечение рождения адронов можно представить в виде:

$$E \frac{d^3\sigma}{d\mathbf{p}^3} = \frac{E\sigma_c}{2y_m(2\pi\hbar c)^3 r_h} \int_0^{\infty} dt g_1(t) V(t) e^{-\frac{t}{r_h} y_m} \int_{-y_m}^{y_m} dy_0 e^{-\frac{M_t \operatorname{ch}(y-y_0)}{T}} \quad /13/$$

В /13/, как и в /1/, мы предполагаем простейшую зависимость $g_1(t)$:

$$g_i(t) = g_i^{(0)} \frac{\prod_j n_{qj}^T(t)}{\prod_j n_{qj}^0}, \quad /14/$$

где $g_i^{(0)}$ - обычный статистический вес частиц сорта i , $n_{qj}^T(t)$ - плотность кварков сорта j в неравновесной, а n_{qj}^0 - в равновесной плазме при той же температуре. Произведения в числителе и знаменателе /14/ имеют множители, соответствующие всем валентным кваркам адрона сорта i .

Как уже обсуждалось выше, температура T определяется либо уравнением /8/ /излучение адрона из кварк-глюонной плазмы/, либо уравнением /2/ /излучение из адронного газа/. На рис. 7 и 8 оба варианта сравниваются с данными /10/ по рождению π^+

Рис. 7. Зависимость $(E \frac{d^3\sigma}{d^3p})_{90^\circ}$ от p_{\perp} в процессах $p + p \rightarrow \pi^+ + X$ - а/ и $p + p \rightarrow \pi^- + X$ - б/ при $E^{in} = 200$ ГэВ.

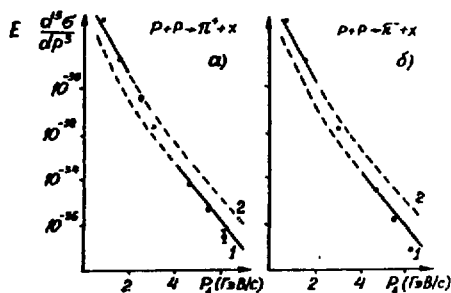
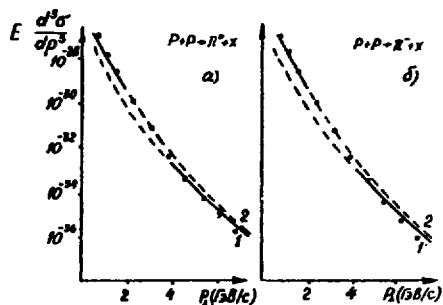


Рис. 8. То же, что и на рис. 7, при $E^{in} = 400$ ГэВ.



и π^- мезонов, вылетающих под углом 90° в системе центра масс сталкивающихся протонов при энергиях 200 и 400 ГэВ. Из приведенного сравнения следует, что при $p_{\perp} \geq 4$ ГэВ/с экспериментальные данные хорошо описываются вариантом расчета с уравнением /8/ /кривые "1"/, который соответствует ранней стадии развития компаунд-системы.

При $p_{\perp} < 2$ ГэВ/с к лучшим результатам приводит второй вариант /кривые '1' и '2'/, соответствующий более поздней стадии.

На рис. 9 результаты расчета в первом варианте сравниваются с данными /11/ по рождению π^0 -мезонов под углом 90° в pp-столкновениях при $\sqrt{s} = 52,7$ ГэВ и $\sqrt{s} = 62,4$ ГэВ. Из рис. 9 следует, что в рамках принятой схемы удастся удовлетворительно описать инклюзивные спектры вплоть до максимальных, достигнутых в настоящее время значений p_{\perp} .

Степень согласия описания отношений выхода частиц различного сорта с экспериментом можно видеть из результатов, приведенных на рис. 10. Здесь, как и на рис. 7,8, данные '12' при $p_{\perp} > 4$ ГэВ удовлетворительно эписываются первым вариантом, а при $p_{\perp} < 2$ ГэВ - вторым.

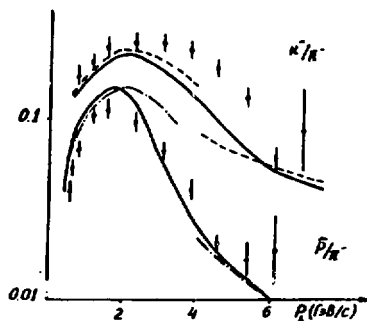
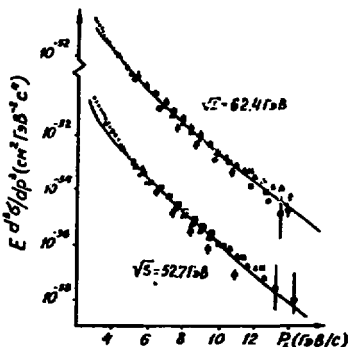


Рис. 9. Зависимость $(E d^3\sigma/dp^3)_{90^\circ}$ от p_{\perp} в процессе $p+p \rightarrow \pi^0 + X$.

Рис. 10. Зависимость отношений выходов k^-/π^- и \bar{p}/π^- от p_{\perp} .

Влияние учета продольного коллективного движения на спектры частиц, вылетающих под углами, отличными от 90° , демонстрирует рис. 11. На нем приведены данные /'3'/ по рождению π^+ -мезонов в pp-взаимодействиях при $\sqrt{s} = 53$ ГэВ, при $y=1$, а также результаты вычислений с учетом коллективного движения /кривая '1'/' и без такого учета /кривая '2'/' . Различие между кривыми '1' и '2' растет с ростом p_{\perp} , достигая порядка уже при $p_{\perp} \approx 2$ ГэВ/с.

На рис. 12 следствия модели сопоставлены с результатами измерения инклюзивных спектров положительных частиц при различных значениях фейнмановской переменной x /'14/'.

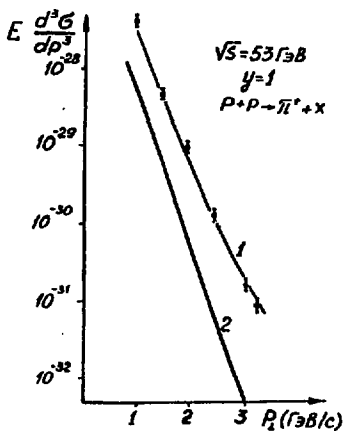


Рис. 11. Зависимость $(E \frac{d^3 \sigma}{dp^3})_{y=1}$ в процессе $p + p \rightarrow \pi^+ + X$, кривая "2" - расчет без учета коллективного движения.

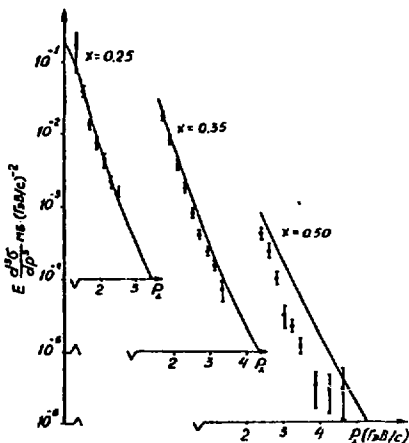


Рис. 12. Зависимость $(E \frac{d^3 \sigma}{dp^3})_{2p_{\perp}}$ от p_{\perp} при различных $x = \frac{2p_{\perp}}{\sqrt{s}}$ для $\sqrt{s} = 52$ ГэВ.

Неравновесность состава плазмы на ранних стадиях развития компаунд-системы приводит к сильной зависимости выходов частиц от наличия входящих в их состав валентных кварков среди валентных кварков сталкивающихся адронов. На рис. 13 приведены экспериментальные данные [15] и результаты расчета отношения сечений рождения π^0 -мезонов в p - p и π - p столкновениях

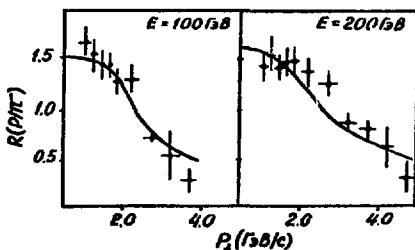


Рис. 13. Зависимость $(\frac{d^3 \sigma}{dp^3})_{pp \rightarrow \pi^0 + X} / (\frac{d^3 \sigma}{dp^3})_{\pi^- p \rightarrow \pi^0 + X}$ от p_{\perp} .

при энергиях 100 и 200 ГэВ. Одной из основных причин уменьшения этого отношения с ростом p_{\perp} является наличие валентного анти- u -кварка в π^{-} -мезоне, влияющее на выход π^{0} -мезонов особенно сильно на ранних стадиях развития компаунд-систем.

Наша модель не противоречит и наблюдаемому эффекту интенсивного излучения "струй". Он определяется возможностью испускания компаунд-системой части вещества в виде легкого кластера с последующим его распадом на несколько частиц. Если импульс легкого кластера велик по сравнению с его массой, то внешне эта группа частиц выглядит как струя.

С физической точки зрения испускание разогретой системой части своего вещества с последующим ее распадом на компоненты не представляет собой ничего противоестественного. Широко известным конкретным примером из нерелятивистской ядерной физики является процесс деления тяжелых возбужденных ядер с последующей эмиссией нуклонов осколками.

Известно /см., например, ^{16/} /, что струи с данными p_{\perp} рождаются примерно на два порядка чаще, чем одиночные частицы, а их инклюзивный спектр падает несколько медленнее, чем спектр частиц.

Такое поведение $E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$ обусловлено следующими обстоятельствами:

1. Испускание легкого кластера как части вещества системы, состоящей из кварк-глюонной плазмы, не предполагает немедленной адронизации. Следовательно, в отличие от выражения /13/, для сечения рождения частиц $(E \frac{d^3\sigma}{dp^3})_{jet}$ не должно содержать фактора подавления, обусловленного неравновесностью плазмы /см. 1, п. 2/.

2. Статистический вес "струи" может быть весьма велик, поскольку условия эксперимента допускают большое число комбинаций дискретных квантовых чисел струи, произвольное значение ее углового момента и т.д.

Оценим в самых грубых чертах влияние этих факторов на сечение образования "струй". Если пренебречь массой образующего струю легкого кластера, по сравнению с его импульсом, то $E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$ можно представить в виде, аналогичном /13/:

$$(E \frac{d^3\sigma}{dp^3})_{jet} \approx \frac{p \operatorname{ch} y G_{jet}}{2y_m (2\pi \hbar c)^3 r_h} \int_0^{\infty} dt V(t) e^{-\frac{t}{\tau_h}} \int_{-y_m}^{y_m} dy_0 e^{-\frac{p \operatorname{ch}(y-y_0)}{T}} \quad . /15/$$

Для оценки снизу статистического веса "струи" G_{jet} учтем только ее возможный заряд и угловой момент:

$$G_{jet} \geq g_e^{jet} g_L^{jet} . \quad /16/$$

По заряду для струи имеются, как минимум, три возможности: $e=0, \pm 1$, то есть $g_e^{jet} \geq 3$. Пусть среднее значение углового момента "струи" $\langle L \rangle$. Соответствующий ему статистический фактор $g_L^{jet} \geq 2\langle L \rangle + 1$. Для оценки величины $\langle L \rangle$ снизу рассмотрим пару π -мезонов "струи" /добавление частиц лишь увеличивает число возможных комбинаций, а следовательно, $g_L^{jet} /$. Используя квазиклассическое определение углового момента, получим

$$\langle L \rangle = \langle \Delta p_\pi \rangle \cdot 2\langle r_\pi \rangle , \quad /17/$$

где $\langle \Delta p_\pi \rangle = 1,3p_\pi$ - среднее значение относительного импульса частиц в предположении об изотропном распаде, образующего струю легкого кластера. $2\langle r_\pi \rangle = 1$ Фм - среднее расстояние между π -мезонами в момент их рождения. Полагая, что $p_\pi = 0,4$ ГэВ/с /как и в большинстве случаев распада кластерных объектов на π -мезоны/, находим, что $\langle L \rangle = 2$. Следовательно, $G_{jet} \geq 15$.

Непосредственный расчет показывает, что отсутствие фактора подавления также увеличивает $(E \frac{d^3\sigma}{dp^3})_{jet}$ приблизительно на порядок и замедляет падение спектра с ростом p_\perp . Результаты полученной в соответствии с /15/ и /16/ оценки снизу величины $(E \frac{d^3\sigma}{dp^3})_{jet}$ и ее сопоставление с экспериментом /18/ представлены на рис. 14.

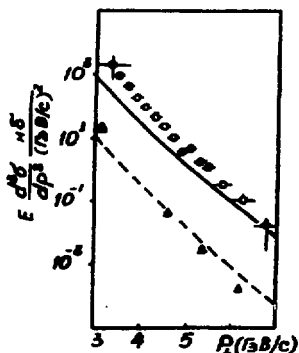


Рис.14. Инвариантные сечения образования струй /сплошная кривая/ и отдельных π -мезонов /пунктир/.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Уточнение схемы ^{1/} позволило существенно расширить возможности термодинамического подхода к описанию рождения частиц с большими поперечными импульсами и установить связь этого процесса с процессами множественного рождения адронов в e^+e^- - аннигиляции, глубоконеупругом рассеянии лептонов на адронах и рождения лептонных пар в адронных столкновениях.

Модель предсказывает быстрый рост множественностей, ассоциированных с рождением частиц, обладающих большим p_{\perp} , т.е. находится в соответствии с общими требованиями, полученными на основе унитарности и аналитичности ^{17/}.

Новый вариант модели описывает инклюзивные спектры частиц во всем исследованном в настоящее время интервале значений p_{\perp} /вариант ^{1/} удовлетворительно "работал" лишь при $2 \text{ ГэВ/с} < p_{\perp} < 7 \div 8 \text{ ГэВ/с}$. Учет коллективного движения в компаунд-системе позволил описать также спектры частиц, вылетающих в с.ц.и. под углами, отличными от $\theta = \pi/2$.

Представленное сопоставление с экспериментом не исчерпывает возможностей подхода. Мы привели лишь некоторые характерные примеры. Их круг может быть существенно расширен. Особый интерес представляют собой двухчастичные корреляции, поскольку некоторые наблюдаемые в них закономерности часто воспринимаются как несомненные указания на доминирующую роль механизма "жестких" столкновений между составляющими адронов в процессах рождения частиц с большими p_{\perp} .

Эти вопросы мы обсудим в следующей работе.

Авторы признательны А.В.Ефремову и А.В.Радюшкину за многочисленные обсуждения затронутых в работе вопросов, а также участникам семинаров в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ и Теоретическом отделе ИФВЭ /Серпухов/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-80-145, P2-80-176, Дубна, 1980.
2. Pokorski S., Van Hove L. Acta Phys.Pol., 1974, B5, p. 229.
3. Pokorski S., Van Hove L., Nucl.Phys., 1975, B86, p. 243. Van Hove L., Acta Phys.Pol., 1976, B7, p. 339.
3. Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Smonin V.L. Acta Phys.Austr., 1979, 50, p. 165; Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Smonin V.L. Physica Scripta, 1980, 21, p. 797.
4. TASSO Collaboration, DESY 79/73 Hamburg 1979; Phys.Lett., B89, 1980, p. 418.
5. Derado I. et al., Nucl.Phys., 1978, B143, p. 40.

6. Wolf G. DESY 79/41, Hamburg, 1979.
7. Nezirick F.A. Fermilab-Conf-77/112-EXP.
8. Dreil S., Yan T.H. Phys.Rev.Letters 1970, 25, p. 316.
9. Lederman L.M. Proc. 19-th Int.Con. High Energy Physics Tokyo, 1978.
10. Antreasyan D. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p. 113.
11. Kourkouvelis C. et al. Phys.Lett., 1979, B81, p. 405.
12. Antreasyan D. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p. 115.
13. Alper B. et al. Nucl.Phys., 1975, B100, p. 237.
14. Cottrell R. et al. Phys.Lett., 1975, B55, p. 341.
15. Donaldson G. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p. 1110.
16. Bromberg C. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p. 565.
17. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Петров В.А. ЯФ, 1980, 31, с. 487.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 ноября 1980 года.

Вышел в свет очередной номер журнала "Физика элементарных частиц и атомного ядра", том 11, вып. 6. Подписка на журнал проводится в агентствах и отделениях "Союзпечати", в отделениях связи, а также у общественных распространителей печати.