

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

467/82

1/2-82

P2-81-729

Б.Н.Калинкин

ЕДИНАЯ МОДЕЛЬ
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ
В РАЗЛИЧНЫХ ПРОЦЕССАХ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik"

1981

I. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы резко возрос объем информации о множественном рождении. Наряду с исследованием этого явления в традиционных направлениях - в столкновении адронов с адронами и ядрами - важные результаты были получены при изучении процессов e^+e^- -аннигиляции и глубоконеупругого лептон-нуклонного рассеяния. Обнаружены универсальные закономерности, свидетельствующие о единстве механизма множественного рождения в различных процессах /1,2/.

Результаты многочисленных попыток описать эти процессы, по нашему мнению, позволяют сделать следующие выводы:

а/ представление о кварк-глюонной структуре адрона оказалось весьма полезным для качественной интерпретации ряда особенностей множественных процессов. По-видимому, в основном оно правильно отражает природу явления;

б/ все более результативным оказывается статистико-термодинамический подход - в рамках построенных на его основе моделей удастся воспроизвести значительную часть наблюдаемых закономерностей. Однако возможности этого подхода еще далеко не полностью вскрыты.

О том, что такие возможности /и немалые/ действительно существуют, свидетельствуют результаты цикла работ /3/, посвященного исследованию механизма рождения частиц с большими p_{\perp} .

Возникает вопрос - являются ли термодинамические соотношения всего лишь удачной формой параметризации экспериментальных данных или же этот подход достаточно полно отражает природу явления множественного образования адронов.

Ниже мы приводим аргументы в пользу обоснованности статистического описания множественных процессов, включая ранние стадии их развития /раздел II/. Затем, уточнив формулировку развитой в /3/ термодинамической модели /раздел III/, применим ее к множественному рождению в адронных столкновениях, в e^+e^- -аннигиляции в адроны, а также при глубоконеупругом и сверхвысоких энергиях рассеяния /раздел IV/.

II. ДИНАМИЧЕСКОЕ УДЕРЖАНИЕ ЦВЕТА

Несмотря на то, что уже в 1962 году была показана принципиальная возможность построения калибровочных теорий с удерж-

жанием зарядов /4/, сколько-нибудь удовлетворительное решение вопроса о механизме удержания кварков и глюонов в рамках квантовой хромодинамики /КХД/ пока отсутствует. В существующих моделях процессов рождения адронов, основанных на КХД /см. обзоры /5-8/, механизму удержания отводится роль "трансформатора" кварков и глюонов в адроны на заключительной стадии развития кварк-глюонного каскада. В качестве обоснования такого представления о роли удержания приводится /см., например, /2/ качественная картина конфайнмента /9/. Следует, однако, напомнить, что в /9/ рассматривалось рождение тяжелых кварков вблизи порога. Это позволило использовать для определения эффективного взаимодействия между кварками адиабатическое приближение, аналогичное приближению Борна-Опенгеймера /10/ для описания молекулы водорода: тяжелые кварки разлетаются столь медленно, что окружающее их поле глюонов и легких кварков успевает перестраиваться, оставаясь в основном /невозбужденном/ состоянии. При этом легкие кварки, образующиеся в результате поляризации вакуума, полностью экранируют первичные цветовые заряды, а энергия, затраченная на поляризацию вакуума, эквивалентна потенциалу ионизации. Таким образом, качественная картина конфайнмента /9/ приемлема лишь при выполнении весьма жестких условий, соответствующих квазистатической схеме разлета.

Приведем аргументы, свидетельствующие о необходимости пересмотра существующей точки зрения на роль сил удержания в процессах множественного рождения. Для определенности используем процесс e^+e^- -аннигиляции в адроны. Из общепринятой схемы этого процесса следует, что виртуальный фотон с массой M переходит в пару кварков с массами $m = \sqrt{\epsilon^2 - p^2}$, причем /7/:

$$\bar{m} \ll M.$$

/1/

В соответствии с /1/ кварки разлетаются с ультрарелятивистскими скоростями ($\gamma = \frac{M}{2m} \gg 1$). В силу этого адиабатическое приближение, приводящее к экранировке цветовых зарядов кварков на ранних стадиях развития процесса, неприменимо. Следовательно, между незэкранированными кварками могут возникать силы удержания, которые ранее во внимание не принимались.

Каковы эти силы? Согласно широко распространенному представлению, энергия взаимодействия E_{B3} двух незэкранированных цветовых зарядов растет пропорционально расстоянию между ними: $E_{B3} \approx \text{const} \cdot r$, то есть сила удержания

$$F_c = dE_{B3}/dr \approx \text{const}.$$

/2/

Оно основано на анализе свойств релятивистских полевых моделей /11,12/, в которых, однако, было использовано статическое

приближение - производные по времени от функций поля исключены из модельных гамильтонианов и уравнений поля. Следовательно, /2/ фактически соответствует взаимодействию неподвижных кварков, отстоящих на расстоянии r друг от друга. Очевидно, что в случае /1/ оценка /2/ не является достаточной.

Не преследуя здесь цели построения последовательной квантово-полевой модели динамического конфайнмента, рассмотрим простейший возможный вариант сил удержания для ультрарелятивистских кварков с помощью простых примеров.

1. Поскольку условия применимости адиабатического приближения не выполняются, действие конфайнмента должно привести к переходу части энергии движения кварков в энергию возбуждения поля, связывающего кварки. Следовательно, силы удержания являются диссипативными и должны зависеть от скорости движения. В рассматриваемом здесь релятивистском случае обычную скорость надо заменить на пространственную компоненту 4-скорости $u = \beta\gamma$. В простейшем, линейном по u приближении при $\beta \approx 1$

$$F_c \sim \gamma \approx M/2\bar{m} \sim e^{\gamma}, \quad /3/$$

где γ - быстрота кварка.

2. Компенсация цвета кварка в статическом случае /например, в "холодном" дроне/ осуществляется в результате его взаимодействия с глюонным полем путем испускания и поглощения глюонов с характерным спектром импульсов q или частот $\omega = q/\hbar$. Для движущегося кварка имеет место доплеровское изменение частоты. Следовательно, для того, чтобы и в данном случае сохранился эффективный спектр импульсов поглощенных и испущенных глюонов, обеспечивающий компенсацию цвета, в с.ц.м. он должен измениться на доплеровский фактор

$$d = \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} = e^{\gamma} \sim \gamma. \quad /4/$$

Учет этого фактора также приводит к зависимости /3/ для F_c от γ .

Для уточнения зависимости F_c от M в /3/ следует учесть также возможные изменения \bar{m} с ростом M . В КХД \bar{m} медленно растет с увеличением M за счет роста верхнего предела возможных значений \bar{m} в кварковом пропагаторе. Для грубой оценки зависимости \bar{m} от M воспользуемся тем, что пропагатор фермионов в КХД при $\bar{m} \gg \mu_q / \mu_q$ - масса кварка/ в первом приближении обратно пропорционален $\bar{m}^{1/2}$. Поскольку в сечение процесса входит квадрат пропагатора, распределение по \bar{m} имеет вид $f(\bar{m}) \sim \bar{m}^{-2}$. Следовательно, \bar{m} растет с увеличением M приблизительно как $\ln M$, и

$F_c \approx \text{const} M / \ln M$. Таким образом, для грубой оценки зависимости энергии возбуждения поля W от M в результате действия сил удержания имеем

$$W \sim F_c \sim M / \ln M. \quad /5/$$

При достаточно больших M силы удержания велики уже на малых расстояниях и включаются практически мгновенно в момент рождения пары. Следовательно, их действие на кварки и связывающее поле как на квантовую систему со многими степенями свободы можно рассматривать в приближении внезапного взаимодействия /приближение удара - "sudden approximation" /. Из теории атомных и ядерных столкновений известно, что в приближении удара энергия передается одновременно на многие степени свободы системы. В нашем случае вследствие самодействия глюонов эти степени свободы к тому же связаны нелинейным взаимодействием, что способствует быстрому переходу к стохастическому движению в системе^{/14/}. Скорее всего этими обстоятельствами объясняется тот факт, что, начиная с момента образования, к таким системам применимы стохастические методы описания. В отличие от традиционных статических моделей конфайнмента^{/11,12/} предложенный здесь механизм удержания цвета, учитывающий зависимость сил удержания от скорости движения цветовых зарядов, можно назвать динамическим.

Механизм динамического удержания цвета проявляется и в других процессах, сопровождающихся множественным рождением адронов.

В процессах глубоконеупругого типа, в результате рассеяния лептона на кварке, последний получает большой импульс относительно компенсировавшего его цвет равновесного поля адрона. Компенсация цвета утрачивается, и сразу возникают силы динамического удержания, приводящие к ударному возбуждению системы.

В адронных столкновениях происходит разрушение входящих в состав адронов бесцветных комбинаций кварков и глюонов, сопровождающееся включением сил динамического удержания.

Особенность адронных взаимодействий заключается в том, что валентные кварки адронов образуют синглеты по цвету и поэтому в ряде случаев могут избежать действия сил динамического удержания, сохранив принадлежащую им до столкновения долю импульса адрона и его квантовые числа. Этим качественно и объясняется обнаруженный эффект "лидирования" в адронных столкновениях. Известно, что сохранившиеся частицы наблюдаются примерно в $3/4$ случаев неупругих адронных столкновений. В остальной $1/4$ доле случаев происходит разрушение скомпенсированной по цвету комбинации валентных кварков. В результате силы динамического удержания вовлекают их в единую возбужденную систему, отсюда

имеем оценку сечения образования такой системы $\sigma_c \approx 0,25 \cdot \sigma_{pp}^{in}$. Таким образом, в различных процессах, сопровождающихся множественным рождением адронов, действует один и тот же механизм диссипации энергии - динамическое удержание цвета. Адронные системы, образующиеся в результате действия сил динамического удержания, назовем адронными компаунд-системами /КС/.

III. ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

Опираясь на приведенные выше аргументы, мы полагаем, что для описания КС на всех стадиях ее развития можно применить статистический подход, в рамках которого для описания рождения частиц с $x_{||} = \frac{2p_{||}}{M} \ll 1$ можно пользоваться термодинамическим приближением.

КС не являются изотропными. Часть энергии движения первичных цветовых зарядов сохраняется в виде продольного коллективного движения в системе, представленного нами в /3/ как относительное движение составляющих КС подсистем. Поскольку на ранних стадиях развития КС эти подсистемы являются цветными объектами и силы удержания, действующие между ними, согласно /3/, зависят от разности их быстрот, равномерное распределение подсистем по быстройте y_0 является в качестве функции распределения подсистем КС по y_0 , как и в /3/, используем распределение вида

$$f(y_0) = \begin{cases} \text{const} & \text{при } -y_m \leq y_0 \leq y_m \\ 0 & \text{при } |y_0| > y_m \end{cases} \quad /6/$$

В этом случае доля энергии, приходящаяся на тепловое движение в системе:

$$W/M = \delta_T = \int_{-y_m}^{y_m} f(y_0) dy_0 / \int_{-y_m}^{y_m} ch y_0 \cdot f(y_0) dy_0 = y_m / sh y_m \quad /7/$$

Заметим, что такое же по форме распределение используется и в простых партонных схемах. Однако там его природа иная. Оно возникает как наследие равновесного спектра партонных, имеющего до столкновения в ускоренных холодных адронах. Напротив, в нашей модели форма /6/ является следствием динамики взаимодействия цветных объектов. Поэтому она не связана с природой частиц, при столкновении которых образуется КС, и является универсальной для всех процессов множественного рождения, будь то адронные взаимодействия, глубоконеупругое рассеяние или $e^+ e^-$ -аннигиляции в адроны.

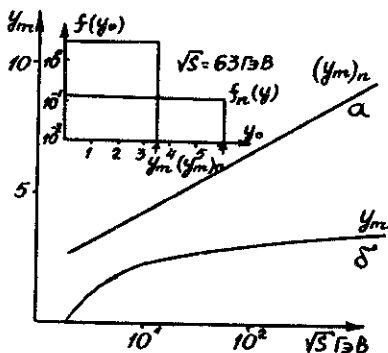


Рис.1. y_m в зависимости от \sqrt{s} :
а - партонная модель, б - наша модель.

Наша модель и партонная схема различаются и в определении зависимости величины y_m от энергии. В партонной схеме

$$y_m^{\Pi} \approx \ln M / \mu, \quad /8/$$

где M - масса КС, а μ - масса рожденной частицы. Зависимость y_m^{Π} от \sqrt{s} при $\mu = \mu_{\pi}$ приведена на рис.1.

Зависимость y_m от M в нашей модели можно оценить, используя соотношения /5/ и /7/, из которых следует

$$\text{sh } y_m / y_m \sim \ln M. \quad /9/$$

Из /9/ видно, что в первом приближении зависимость y_m от M дважды логарифмическая. Это оправдывает использованное нами ранее /4/ феноменологическое соотношение

$$y_m = \ln \left(1 + C_1 \ln \frac{M}{C_2} \right), \quad /10/$$

где константы $C_1 = 4,9$ и $C_2 = 2$ ГэВ определены из сравнения с экспериментом. На рис.1 представлена рассчитанная согласно /10/ зависимость y_m от M при $M = \sqrt{s}$, которая существенно отличается от /8/.

Принимая коллективное движение в форме /6/, для инклюзивного спектра частиц, образующихся при распаде к.с., можно написать выражение:

$$\frac{dn_i}{dp_{\perp} dy} = \frac{2\pi g_1 V}{(2\pi\hbar c)^3} \frac{p_{\perp} m_{\perp i}}{2y_m} \int_{-y_m}^{y_m} dy_0 e^{-\frac{m_{\perp i} \text{ch}(y-y_0)}{T}} \text{ch}(y-y_0). \quad /11/$$

В /11/ $m_{\perp i} = \sqrt{p_{\perp}^2 + m_i^2}$, m_i - масса частицы сорта "i", V - распадный объем КС $\sqrt{V} = 56$ Фм^{3/15}, T - температура, определяемая соотношением:

$$\sum_i \int \epsilon_i \frac{dn_i}{dp_{\perp} dy} dp_{\perp} dy = M, \quad /12/$$

причем ϵ_i - энергия частицы "i".

IV. СЛЕДСТВИЯ МОДЕЛИ

Рассмотрим следствия модели для основных величин, определяемых в экспериментах.

1. Свойства конечных адронных состояний

При неупругом столкновении адронов в среднем лишь около половины энергии расходуется на образование к.с. В этом случае масса к.с. равна $M = k\sqrt{s}$, где $k \approx 0,5$ - коэффициент неупругости взаимодействия. Средняя множественность заряженных частиц $\langle n_{\pm} \rangle$ определяется выражением:

$$\langle n_{\pm} \rangle = \sum_i \kappa_i \int \frac{dn_i}{dp_i dy} + \eta. \quad /13/$$

В /13/ κ_i - число заряженных частиц, образующихся при распаде частицы сорта i /если она нестабильна/, $\eta \approx 1,5$ - число лидирующих заряженных частиц. Результаты расчета зависимости $\langle n_{\pm} \rangle$ от \sqrt{s} для pp - взаимодействий и их сравнение с экспериментальными данными /см. обзор/18/ и статью /17/ приведены на рис.2 - кривая "1". Кривая "2" соответствует расчетам $k=1, \eta=0$. Она предполагает, что КС включает в себя всю энергию столкновения, т.е. является полной компаунд-системой /ПКС/.

Такие системы возникают в процессе e^+e^- -аннигиляции в адроны, поскольку эффект лидирования из-за отсутствия синглетной по цвету комбинации валентных кварков не имеет места. Из рис.2 видно, что кривая "2" удовлетворительно описывает зависимость $\langle n_{\pm} \rangle$ от \sqrt{s} для e^+e^- -аннигиляции в адроны /18/.

ПКС с сечением σ_c образуются и в адронных столкновениях. Именно этот канал приводит, например, к рождению с большими p_{\perp} /3/. Действительно, данные о величине $\langle n_{\pm} \rangle$ в событиях, где имеется адрон с $p_{\perp} > 3$ ГэВ/с /19/, располагаются на кривой "2".

Для глубоконеупругого рассеяния $\eta=0$, а M - масса адронной системы определяется в эксперименте. Результат для зависимости $\langle n_{\pm} \rangle$ от M^2 для ip -взаимодействий и соответствующие экспериментальные данные /20/ приведены на рис.3.

Вычисленная с помощью /11/ зависимость $\langle n_{\pm} \rangle$ от \sqrt{s} для e^+e^- -аннигиляции в адроны сравнивается с экспериментальными данными /21/ на рис.4.

Наблюдаемой величиной, непосредственно связанной с долей энергии теплового движения в системе, является "сферичность" S' :

$$S' = (4/\pi)^2 (\sum p_{\perp i} / \sum p_i)^2 \dots$$

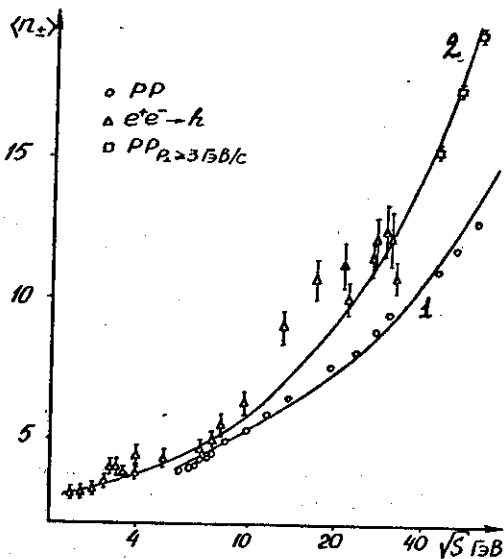


Рис.2. Средняя множественность заряженных частиц в зависимости от \sqrt{s} : кривая "1" - средний акт множественного рождения, кривая "2" - случай образования полной компонд-системы.

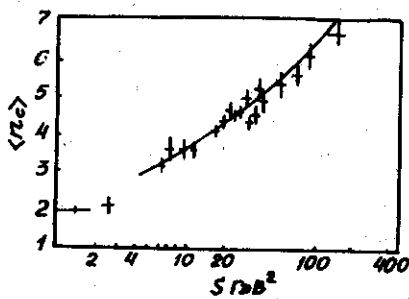


Рис.3. Поведение $\langle n_{\pm} \rangle$ в случае νp -взаимодействия.

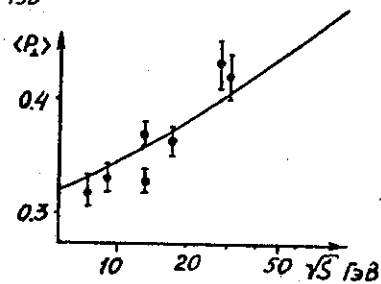


Рис.4. Функция $\langle p_{\perp} \rangle = f(\sqrt{s})$ для e^+e^- -аннигиляции в адроны.

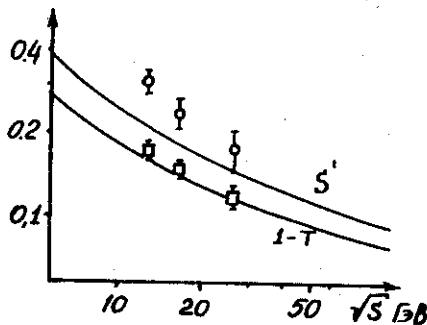


Рис.5. Поведение "сферичности" и "траста" в процессе e^+e^- -аннигиляции в адроны.

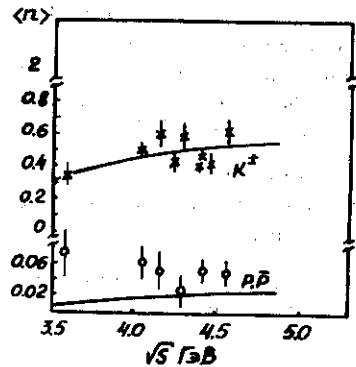


Рис.6. Выход K^{\pm} мезонов и антипротонов в процессе (e^+e^-) -аннигиляции.

Используя /11/, нетрудно показать, что в рамках нашей модели величина

$$\langle S' \rangle = (4/\pi)^2 \left(\int dp_{\perp} dy p_{\perp} \frac{dn}{dp_{\perp} dy} \right)^2 / \left(\int dp_{\perp} dy p \frac{dn}{dp_{\perp} dy} \right)^2 \quad /14/$$

есть просто квадрат δ_T /см. /7//.

Зависимость величины $\langle S' \rangle$, а также $1 - \langle T \rangle$, где $T = \sum p_{n,i} / \sum p_i$ - "траст" от \sqrt{s} , приведена на рис.5. Там же даны и экспериментальные оценки /22/.

На рис.6 и 7 представлена зависимость от энергии выхода мезонов и антипротонов в процессах e^+e^- -аннигиляции в адроны и в pp -столкновении /21,23/.

Рис.8 демонстрирует распределение по быстроте заряженных адронов, рожденных в e^+e^- -аннигиляции /11/.

Рассмотренные выше характеристики множественного рождения определяются средними распадными свойствами КС. Исследовать изменение этих свойств во времени позволяет изучение процессов рождения частиц с большими p_{\perp} . В рамках данной модели эти процессы анализировались нами в работах /3/. В частности, были установлены основные параметры, характеризующие фазовый переход кварк-глюонной плазмы в адронное состояние: среднее время жизни вещества в состоянии кварк-глюонной плазмы $\tau_q \sim 0,5$ фм/с и среднее значение корреляционной массы $M_{\text{corr}} = 3-4$ ГэВ. По аналогии с длиной корреляции, фигурирующей в теории фазовых переходов, под корреляционной массой понимается масса части вещества, в которой фазовый переход происходит в первом приближении независимо от остальной части КС. Величина M_{corr} ограничена сверху действием принципа причинности в системе, расширяющейся с околосветовой скоростью. Принцип удержания цвета ограничивает M_{corr} снизу - эта часть вещества должна содержать достаточное для эффективного обесцвечивания число кварков /см. /3/ /.

Ряд особенностей процесса множественного рождения связан с конечностью M_{corr} . Результаты корреляционного анализа процессов множественного рождения приводят к выводу о наличии кластеров /24/ или так называемых N -квантов /25/ с массами, близкими к M_{corr} , и числом частиц, образующихся при их распаде $\approx 5-6$. Это соответствует нашим оценкам /3/. Сходными характеристиками обладают и струи, как с малыми, так и с большими p_{\perp} .

Здесь дополнительно мы рассмотрим роль ограниченности M_{corr} в образовании частиц с большими значениями $x = \frac{2p_{\perp}}{\sqrt{s}}$.

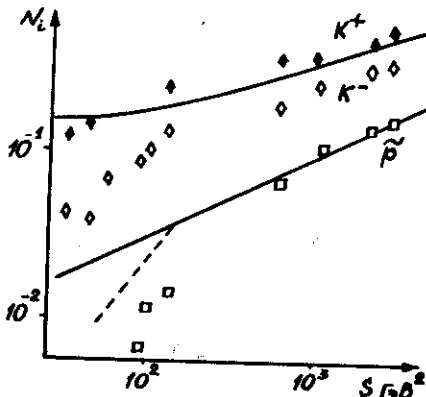
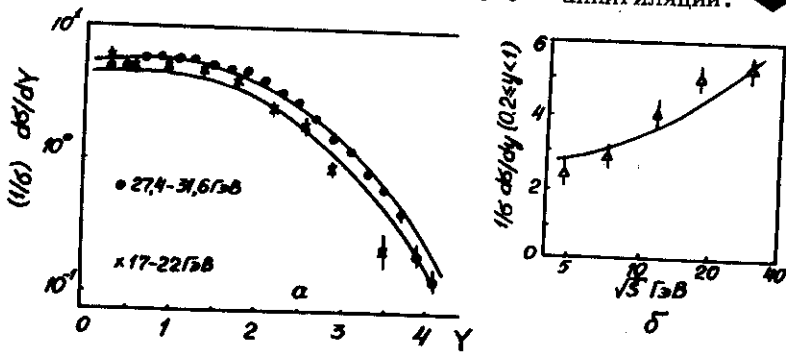


Рис. 7. Выход K^\pm -мезонов и антипротонов в pp -взаимодействиях.

Рис. 8. Распределение по быстрой заряженных адронов, рожденных в процессе e^+e^- -аннигиляции.



2. Рождение частиц с большими x

Выше для частиц с $x = \frac{2p_{\parallel}}{\sqrt{s}} \ll 1$ мы использовали термодинамическое приближение.

Однако в тех случаях, когда частица уносит значительную долю энергии системы, может оказаться существенным учет ограничений, накладываемых законом сохранения энергии-импульса. Выполнить его можно на основе микроканонического распределения. Это распределение следует применять к подсистемам, динамически связанным в процессе адронизации. Конкретно в нашей схеме таковыми являются подсистемы с массой $M_{\text{сост}}$. Наиболее энергичной из них будет та, которая располагается в пространстве быстрой вблизи $y_0 = y_m$. Ее вещество распределено в интервале $y_m - \Delta y \leq y_0 \leq y_m$, где $\Delta y = 2y_m M_{\text{сост}} / W$. Энергия подсистемы определяется выражением

$$E' = \frac{W}{2y_m} \int_{y_m - \Delta y}^{y_m} ch y_0 dy_0 = \frac{W}{2y_m} [sh y_m - sh(y_m - \Delta y)]. \quad /15/$$

Пусть $x' = 2p/E'$, где p - импульс частицы, образовавшейся при распаде подсистемы. Применяя к ее распаду результаты работы /5/, в которой исследована связь между видом спектра и кинематическими ограничениями, получим:

$$F(x') dx' = \frac{\langle n \rangle}{x'} (1 - x')^{\langle n \rangle - 1} dx', \quad /16/$$

где $\langle n \rangle$ - среднее число частиц, образующихся при распадах подсистемы. Поскольку $x = x' 2E'/M$, для распределения по x имеем:

$$F(x) dx = \frac{\langle n \rangle}{x'} \frac{M}{2E'} \left(1 - x \frac{M}{2E'}\right)^{\langle n \rangle - 1} = \frac{\langle n \rangle}{x} \left(1 - \frac{x}{X}\right)^{\langle n \rangle - 1}, \quad /17/$$

где

$$X = \frac{2E'}{M} = 1 - \frac{\text{sh}(y_m - \Delta y)}{\text{sh} y_m}. \quad /18/$$

Зависимость X от M приведена на рис.9. Мы видим, что в достигнутом к настоящему времени интервале энергий $M \leq 60$ ГэВ/ величина X близка к единице, т.е. с хорошей точностью

$$F(x) = \frac{\langle n \rangle}{x} (1 - x)^{\langle n \rangle - 1}. \quad /19/$$

Это означает, что в указанном интервале распределение $F(x)$ масштабно-инвариантно. Сопоставление /19/ с экспериментальными данными по рождению заряженных частиц приведено на рис.10.

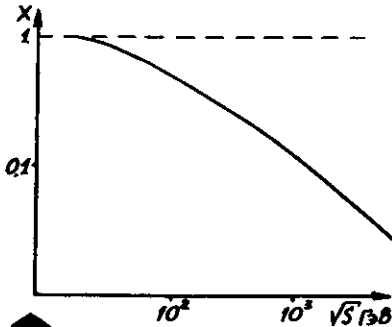


Рис.9. Зависимость $X(M)$.

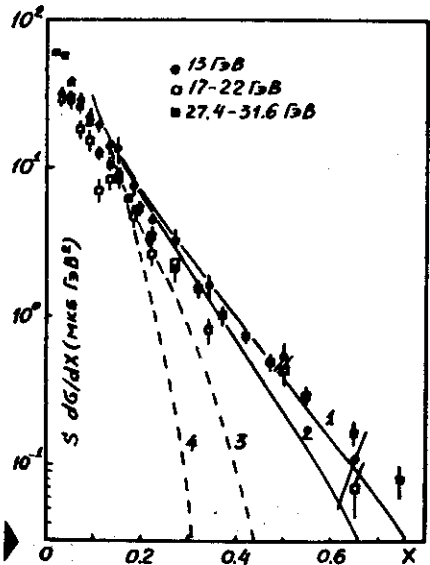


Рис.10. Поведение $F(x)$ в различных областях значений переменной M . Кривые "1" и "2" демонстрируют выполнение скейлинга. Кривые "3" и "4" соответствуют ситуации с нарушением скейлинга.

Кривые "1" и "2", рассчитанные при $\langle n \rangle = 5$ и 6 / $\langle n \rangle$ среднее число частиц, на которое распадается масса $M_{\text{сост}}$ /, согласуются с наблюдениями /18/.

Напротив, при больших энергиях X существенно отличается от единицы /см. рис.9/. В результате скейлинг при больших X нарушается.

На рис.10 это нарушение демонстрируется кривыми "3" и "4", вычисленными для $M = 100$ и 200 ГэВ. Оно может оказаться несколько сглаженным из-за возможных флуктуаций величины y_m .

3. Кумулятивное рождение адронов на ядрах

В рамках развитой единой модели множественного рождения вполне естественным выглядит и сформулированный нами феноменологический подход к описанию процессов кумулятивного типа /подробное изложение см. в обзоре/26/. В его основу положен механизм образования полных компаунд-систем /ПКС/ в адрон-ядерных взаимодействиях, включающих в себя несколько нуклонов ядра в результате ряда актов последовательного их захвата.

Численные результаты подхода/26/ определяются:

а/ - выбором двух параметров: σ_e - сечением образования ПКС, τ_0 - параметром, связанным с величиной временного интервала, в течение которого в среднем ПКС рождает частицы с большим импульсом;

б/ - гипотезой об идентичности инклюзивных спектров в адронных столкновениях и в коллективном взаимодействии адронов.

Сопоставим подход/26/ с результатами, полученными здесь и в/8/.

σ^{26} сечение захвата нуклонов оказалось равным $0,25\sigma^{in}$, что соответствует сечению разрушения синглета валентных кварков σ_e , сопровождающемуся образованием ПКС.

Далее, поскольку указанные акты разделены временными интервалами, необходимо, чтобы на их протяжении в системе в целом /т.е. в любой из $N = W/M_{\text{сост}}$ ее квазинезависимых частей со средней массой $M_{\text{сост}}$ / еще не начался процесс адронизации, - иначе такая система не будет в состоянии родить частицу с максимальным импульсом. Вероятность выполнения этого условия можно задать выражением:

$$v = (e^{-t/\tau_q})^N = e^{-tW/\tau_q M_{\text{сост}}} = e^{-t\sqrt{s} \delta_T / \tau_q M_{\text{сост}}} = e^{-t\sqrt{s} / \tau_0}, \quad /20/$$

которое с точностью до слабой зависимости δ_T от \sqrt{s} совпадает с выражением для аналогичной вероятности в/26/. Более того, совпадение оказывается даже численным. При $E_p^{in} = 400$ ГэВ параметр $\tau_0 = 5$ ГэВ фм/с, что и было принято в феноменологическом варианте /26/.

Теперь о гипотезе. Поскольку в ПКС разделение энергии на тепловую и коллективную части определяется только ее массой, то спектры частиц, образующихся при распаде систем с равными массами, совпадают. Это и утверждает принцип идентичности инклюзивных спектров в адронных столкновениях и в коллективном взаимодействии адронов, использованный в подходе /26/.

Таким образом, основные положения и величина параметров феноменологического подхода /26/ непосредственно следуют из единой модели процессов множественного рождения. Результаты расчетов инвариантных сечений образования кумулятивных пионов на разных ядрах при энергии 9 и 400 ГэВ, выполненных в схеме /26/ с учетом /20/, сопоставлены с экспериментальными данными /27,28/ на рис.11-13. В расчетах принято во внимание также наличие кора во взаимодействии ядерных нуклонов / $r_{\text{cor}} \approx 0,6$ Фм/, препятствующего сближению нуклонов в ядрах на малые расстояния. Здесь, как и в большинстве расчетов в /26/, для описания распада ПКС мы использовали приближение масштабной инвариантности инклюзивных спектров рожденных частиц в области $x \geq 0,2-0,3$, являющейся частным случаем принципа идентичности. Это возможно, так как в данной области энергий величина X

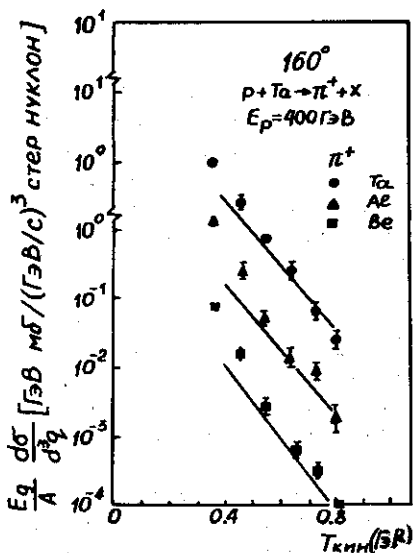


Рис.11. Поведение инвариантного сечения образования кумулятивных π^+ мезонов протонами / $E_p = 400$ ГэВ/ на ядрах Be, Al, Ta.

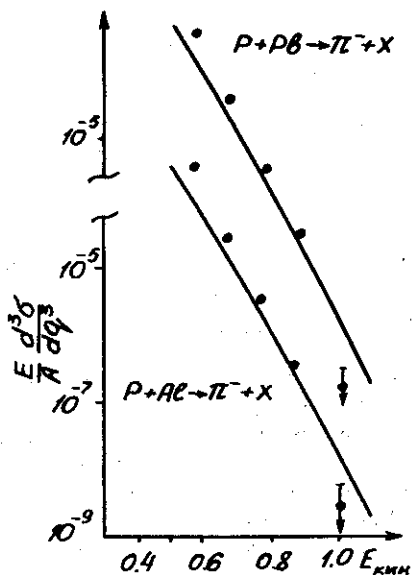
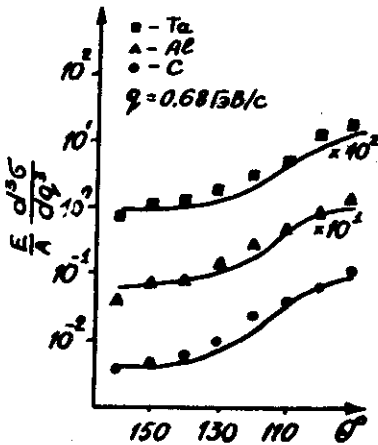


Рис.12. Поведение инвариантного сечения образования кумулятивных π^- мезонов протонами / $E_p = 9$ ГэВ/ на ядрах Al и Pb.

близка к единице /см. рис.9/. Однако при более высоких энергиях такое приближение станет непригодным, т.к. при $\sqrt{s} = 50-60$ ГэВ скейлинг будет нарушен. С увеличением энергии на-



рушение скейлинга будет проявляться тем раньше, чем выше порядок кумуляции, так как эффективное значение \sqrt{s} при этом растет. Следовательно, можно ожидать, что и в кумулятивных процессах реализация масштабной инвариантности ограничена конечным интервалом энергии. Оценку \sqrt{s} , при которой это явление может проявиться, мы дали выше.

Рис.13. Угловое распределение кумулятивных π мезонов при $E_p = 400$ ГэВ.

4. Множественное рождение адронов при ультравысоких энергиях

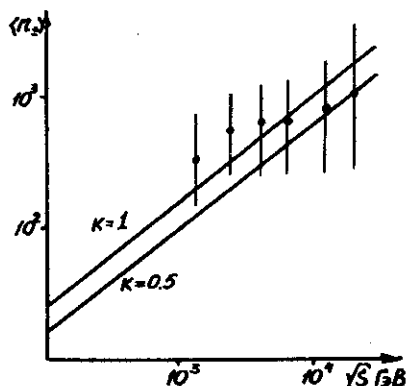
Неоднократно отмечалось /29-33/, что результаты исследований в космических лучах указывают на качественные изменения в процессе множественного рождения адронов при переходе к энергиям $E^{in} \geq 100$ ТэВ: нарушение скейлинга, быстрый рост множественности и поперечного импульса частиц, существенные изменения качественного состава рожденных частиц и т.д. Существует мнение /см., например, /30/ /, что эти изменения носят пороговый характер.

В работах /34/ мы описали указанные явления в рамках модели, допускающей образование очень тяжелого фэйрбола, включающего в себя практически всю энергию столкновения. Предполагалось, что возможная пороговость эффекта обусловлена достижением при $E^{in} \geq 100$ ТэВ энергетического порога разрушения валентных кварков сталкивающихся адронов.

Однако пока нет уверенности в том, что экспериментальные данные однозначно указывают на наличие такого порога. В то же время изложенная в разделе III модель предсказывает образование КС, тепловая энергия которых - порядка полной энергии столкновения даже при очень больших E^{in} . Следовательно, она способна воспроизвести те же, что и модель /34/, характеристики процесса с несущественным для современной точности эксперимента в космических лучах сдвигом по энергии.

В качестве примера, свидетельствующего в пользу этого утверждения, на рис. 14 представлены результаты расчета и экспериментальные данные по зависимости среднего числа рожденных заряженных частиц от первичной энергии E^{in} в области $E^{in} \geq 10^{14}$ эВ.

Таким образом, данная модель может быть распространена и на эту область без введения дополнительных предположений и параметров.



Иными словами, здесь предлагается вариант объяснения эффектов, наблюдаемых в процессе множественного рождения при сверхвысоких энергиях, который не предполагает наличия в их поведении скачка, свидетельствующего о проявлении порога.

Рис. 14. Поведение множественности при сверхвысоких энергиях в рамках обсуждаемой модели.

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в этой работе и в ^{13/} сформулирована единая модель множественного рождения, в которой основные закономерности развития процесса определяются действием предложенного нами принципа "динамического удержания" цвета.

В ней на единой основе описываются как "мягкие" /собственно множественное рождение/, так и "жесткие" /рождение частиц и "струи" с большими p_{\perp} , тяжелых лептонных пар, кумулятивных частиц/ процессы.

Модель предполагает быстрый, приближающийся к степенному при увеличении энергий рост средней множественности рожденных частиц /см. рис. 2 и 14/, что находится в соответствии с общими требованиями, установленными в известной работе ^{35/} на основе принципов унитарности и аналитичности. Качественно новым эффектом, который предсказывается моделью, является нарушение скейлинга при больших \sqrt{s} /рис. 10/. Эти предсказания могут быть проверены на ускорителях, запуск которых предполагается осуществить в ближайшем будущем.

Автор глубоко признателен В.Л.Шмонину, в тесном сотрудничестве с которым была выполнена эта работа, В.А.Мещерякову и Д.В.Ширкову за ценные замечания, А.В.Ефремову, А.В.Радюшкину,

В.И.Руськину, а также участникам семинара отдела теории элементарных частиц ЛТФ ОИЯИ за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Basile M. et al. Phys.Lett., 1980, B92, p.367; CERN-EP/80-112, CERN-EP/80-208; CERN-EP/80-205; CERN-EP/80-223, Geneva, 1980.
2. Gottgens R. et al. Nucl.Phys., 1981, B178, p.392.
3. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-80-145, P2-80-176, P2-80-727, P2-80-794, Дубна, 1980; Труды III Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий и теории поля. Протвино, 1980. Изд. ИФВЭ, т.1, с.377; Phys.Scr., 1981, 24, p.498.
4. Schwinger J. Phys.Rev., 1962, vol.128, p.2425.
5. Kinoshita K. "КЕК", 1979, No.33, p.144.
6. Азимов Я.И., Докшицер Ю.Л., Хозе В.А. УФН, 1980, т.132, вып.3, с.443.
7. Докшицер Ю.Л., Дьяконов Д.И., Троян С.И. Материалы XIII зимней школы ЛИЯФ. Изд-во ЛИЯФ АН СССР, Л., 1978, с.3.
8. Докшицер Ю.Л., Дьяконов Д.И. Материалы XIV Зимней школы ЛИЯФ. Изд-во ЛИЯФ АН СССР, Л., 1979, с.27.
9. Kogut J., Susskind L. Phys.Rev., 1975, D12, p.2821.
10. Born M., Oppenheimer J.R. Ann.Phys.(Leipzig), 1927, vol.84, p.457.
11. Kogut J., Susskind L. Phys.Rev., 1974, D9, p.3501.
12. Wilson K. Phys.Rev., 1974, D10, p.174.
13. Baros A.J. Rev.Mod.Phys., 1980, 52, p.199.
14. Чириков Б.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 78-66, Новосибирск, 1978; Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, с.171.
15. Kalinkin B.N., Cherbu S.V., Shmonin V.L. Acta Phys.Austr., 1979, 50, p.165; Phys.Scr., 1980, 21, p.979.
16. Albinì E.A. et al. Nuovo Cim., 1976, A32, p.101.
17. Thome W. et al. Nucl.Phys., 1977, B129, p.365.
18. Brandelik R. et al. Phys.Lett., 1980, B89, p.418.
19. Derado I. et al. Nucl.Phys., 1978, B143, p.40.
20. Nezzrick F.A. FERMILAB, Conf-77/112-exp., Batavia, 1977.
21. Wolf G. DESY, 79/41, Hamburg, 1979.
22. Barber D.P. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.901.
23. Antinucci H. et al. Lett. Nuovo Cim., 1973, 6, p.121; Ferbel T. In: Proc. III Int. Colloquium on Multiparticle Reactions, Zakopane, 1972.
24. Адамович М.И. и др. Труды ФИАН СССР. "Наука", М., 1979, 108, с.3; Arya N.S. et al. Progr.Theor.Phys., 1980, 63, p.939; Phys.Rev., 1980, D21, p.3069.

25. Hama M., Nagasaki M., Suzuki H. *Progr.Theor.Phys.*, 1977, 57, p.160.
26. Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L. *Fort.d.Phys.*, 1980, 28, p.35.
27. Nikiforov N.A. et al. *Phys.Rev.*, 1980, C22, p.700.
28. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 1-12396, Дубна, 1979.
29. Vernov S.N., Khristiansen G.B. 15th ICRC, Plovdiv, 1977, 8, p.76.
30. Nikolski S.I. V Int. Seminar on High Energy Phys. JINR, D1,2-12036, Dubna, 1978, p.160.
31. Miyake S. 19th Int.Conf. High Energy Phys., Tokyo, 1979, p.433.
32. Jakovlev V.I. 16th ICRC, Kyoto, 1979, p.433.
33. Vernov S.N. et al. *J.Phys.*, 1977, 63, p.1601.
34. Kalinkin B.N., Shmonin V.L. *Z.Phys.*, 1980, с.5, p.121; Preprint HEPI 80-10, Alma-Ata, 1980.
35. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Петров В.А. *ЯФ*, 1980, 31, с.487.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 ноября 1981 года.