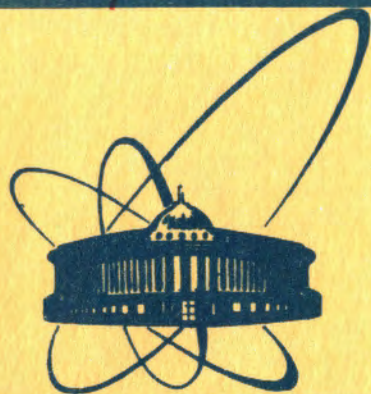


2696/2-80

23/vi-80



**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна**

P2-80-176

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

**О ВОЗМОЖНОСТЯХ
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ПОДХОДА
К ОПИСАНИЮ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ
С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ
II. Сравнение модели с экспериментом**

1980

I. ВВЕДЕНИЕ

Проведем сравнение теоретических результатов, полученных с помощью термодинамической модели, предложенной в первой части работы /1/, с разнообразным экспериментальным материалом, отражающим качественно различные стороны процесса.

Напoмним наиболее часто используемые величины и их обозначения. На рис.1 представлена упрощенная схема процесса в с.ц.и. сталкивающихся адронов. Триггерная частица "1" с большим p_{\perp} , летящая вдоль оси X, регистрируется под углом 90° к оси столкновения. Проекция импульса частицы "2" на ось X обозначается через p_x . Безразмерная переменная x_e определяется как $x_e = p_x / p_1$. Составляющая импульса p_z , перпендикулярная плоскости рассеяния частицы "1", обозначается p_{out} . Азимутальным углом ϕ называют угол между проекцией частицы "2" на плоскость XZ и направлением движения частицы "1". Частицы, для которых $\phi < 90^{\circ}$, называют вылетающими в ту же /переднюю/ полусферу - Same Side (S.S.), а частицы с $\phi > 90^{\circ}$ - в противоположную /заднюю/ - Away Side (A.S.).

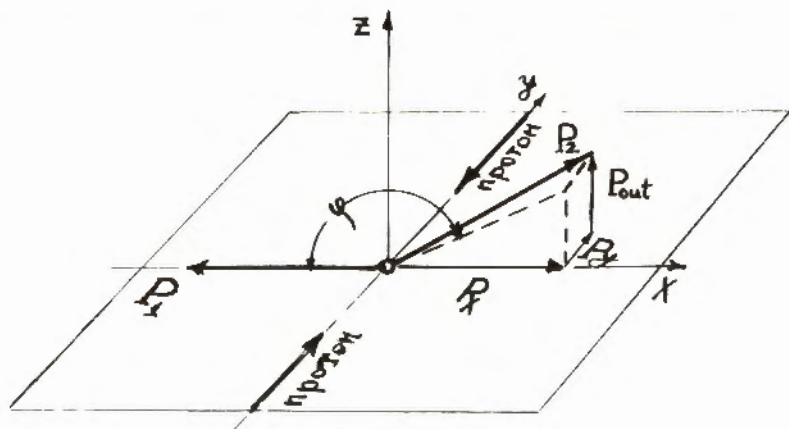


Рис.1. Схема процесса.

II. ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ ЧАСТИЦ С БОЛЬШИМИ p_{\perp}

Инклюзивные спектры частиц рассчитаны в соответствии с выражением //39/, ч.1/. При оценке выходов π -мезонов учтен

вклад от распадов ρ -мезонов. Результаты расчетов, выполненных с учетом этого вклада, приведены на рис.2-7. На рис.2,3 они сравниваются с экспериментальными данными ^{/2/}, полученными в pp -взаимодействиях при энергиях 200, 300 и 400 ГэВ. В интервале $p_{\perp} \geq 2$ ГэВ/с достигнуто удовлетворительное согласие теории и эксперимента. При $p_{\perp} \leq 2$ ГэВ/с расчетные кривые проходят ниже экспериментальных точек. Это связано с тем обстоятельством, что при $p_{\perp} \leq 2$ ГэВ/с существен вклад обычного пионизационного процесса, не идущего через образование полной компонд-системы. Об этом, в частности, свидетельствует убывание числа лидирующих адронов на одно взаимодействие с увеличением поперечного импульса регистрируемой частицы при $p_{\perp} \sim 1-2$ ГэВ/с.

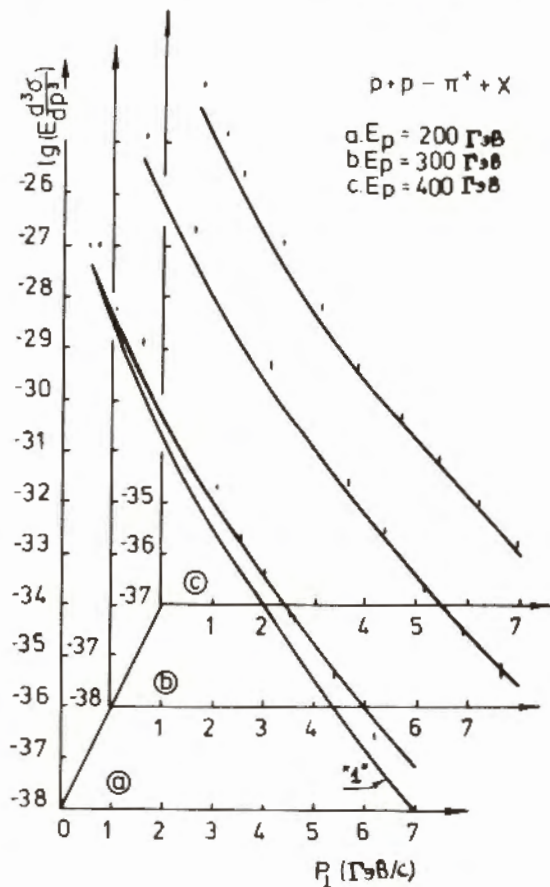
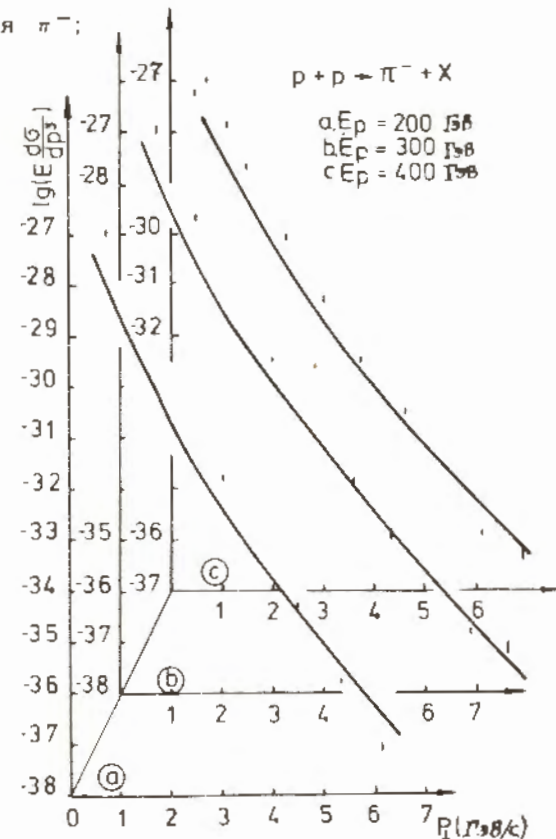


Рис.2. $(E \frac{d^3 \sigma}{dp^3})_{\theta=90^\circ}$ для π^+ ; эксперимент ^{/2/}.

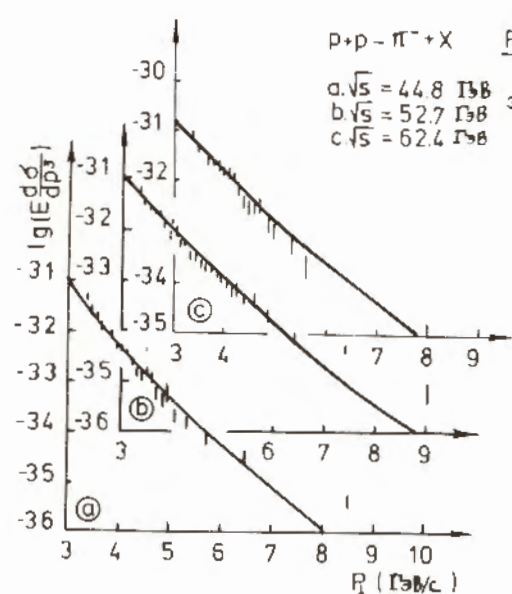
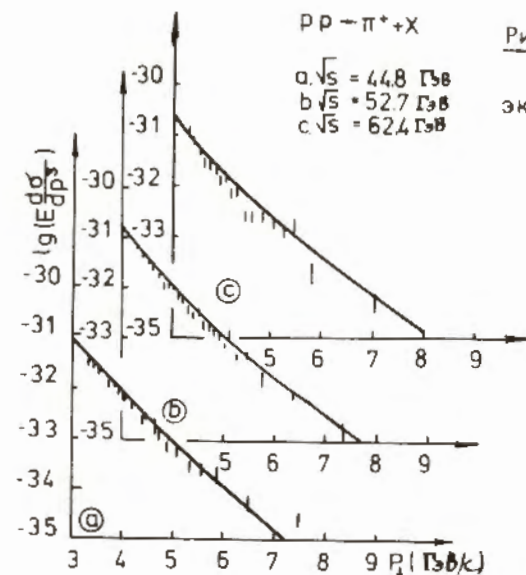
Рис.3. $(E \frac{d^3 \sigma}{dp^3})_{\theta=90^\circ}$ для π^- ; эксперимент ^{/2/}.



Оценка вклада пионизационного канала произведена нами по той же схеме, что и оценка вклада СКС ^{/1/}. Изменены лишь сечение образования системы и энергия, идущая на рождение частиц, а также учтено отсутствие валентных кварков в начальном состоянии. Значения параметров, определяющих средние характеристики пионизационного кластера, взяты из работы ^{/3/}. Результат представлен на рис.2а кривой 1. Из рис.2а видно, что при $p_{\perp} = 1$ ГэВ/с вклады обоих каналов сравнимы по величине. С ростом p_{\perp} относительный вклад пионизационного канала падает, достигая $\approx 10\%$ при $p_{\perp} = 5-7$ ГэВ/с.

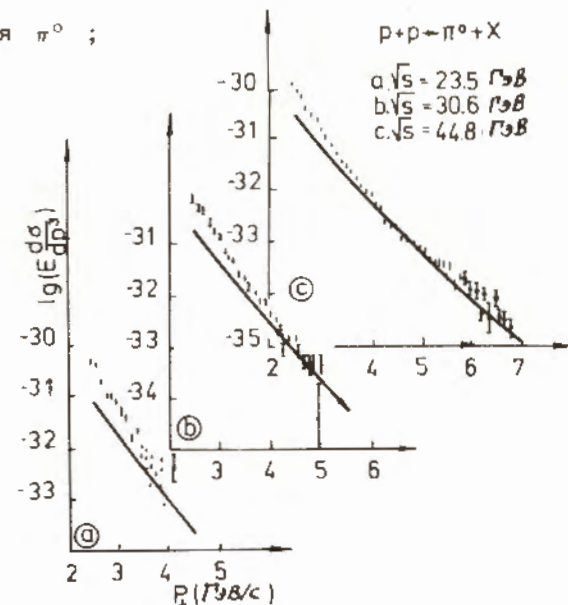
На рис.4,5 результаты расчета сравниваются с инвариантными сечениями заряженных π -мезонов, полученными на ISR ^{/4/}. И при этих энергиях для $p_{\perp} > 2$ ГэВ/с имеет место удовлетворительное согласие с экспериментом.

На рис.6 производится сравнение с инвариантными сечениями рождения π^0 -мезонов, полученными в том же эксперименте ^{/4/}.



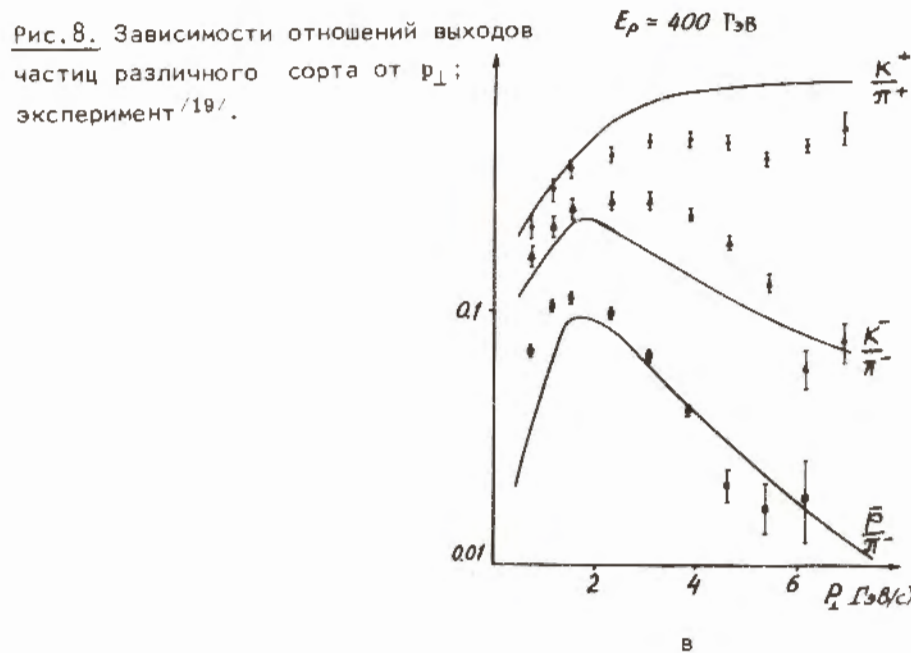
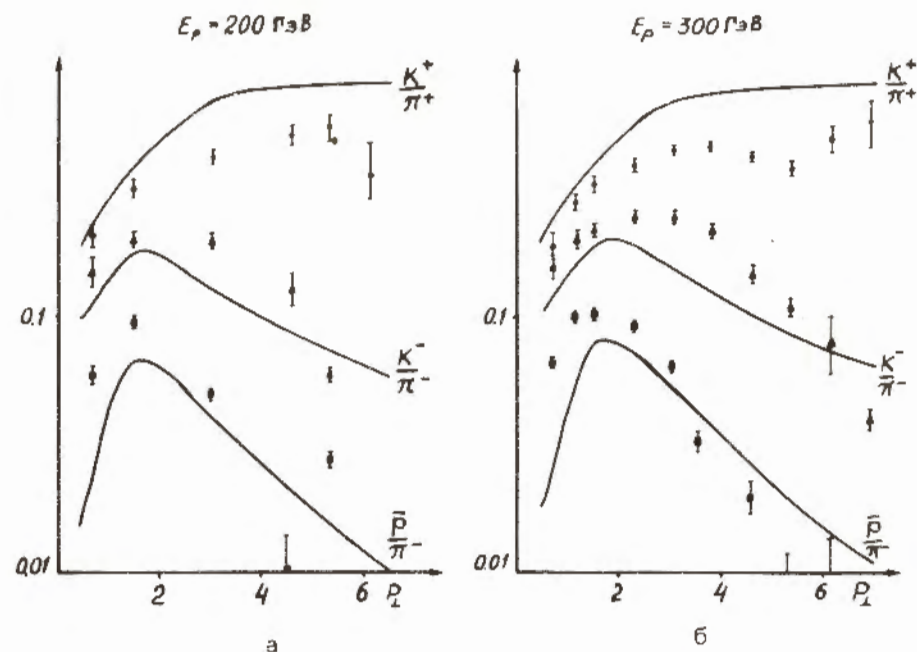
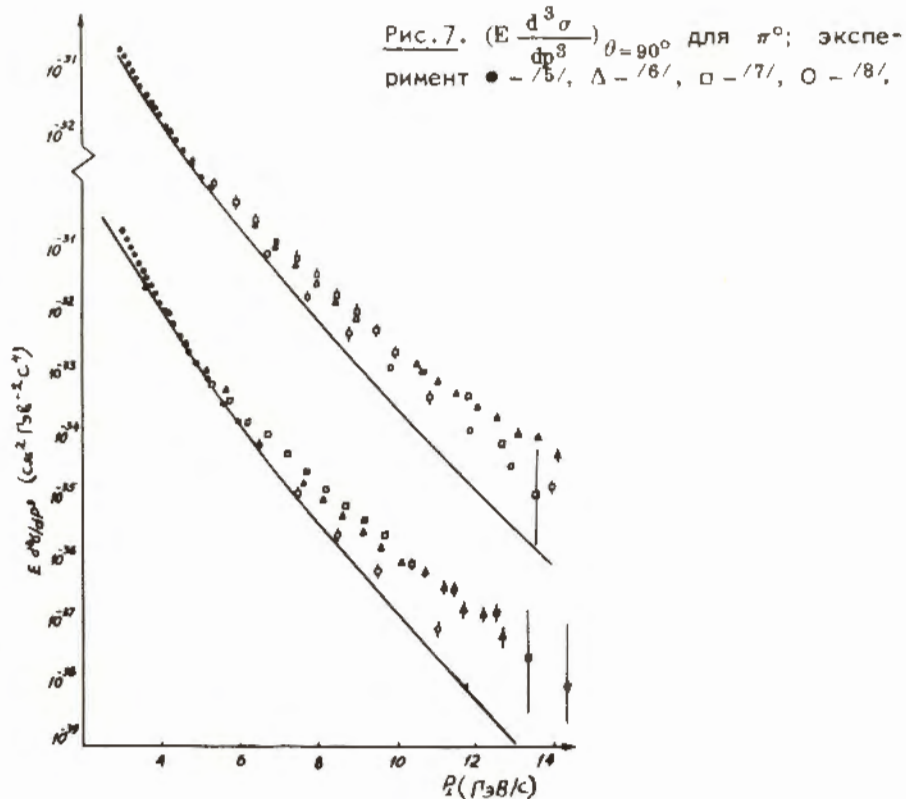
В этом случае согласие несколько хуже. Однако авторы^{/4/} считают, что абсолютная калибровка для π⁰-мезонов менее надежна, вследствие чего экспериментальные результаты могут быть несколько завышены.

Рис. 6. $(E \frac{d^3\sigma}{dp^3})_{\theta=90^\circ}$ для π⁰ ;
 эксперимент^{/4/}.



Можно ожидать, что с ростом p_{\perp} относительный вклад статистического канала образования частиц "вымирает", уступая место процессам прямого типа, основу которых составляют жесткие столкновения кварков. На рис. 7 мы сравниваем результаты расчета вклада СКС с данными по рождению π⁰-мезонов в значительно более широком интервале p_{\perp} , полученными в различных работах^{/5-8/}. Действительно, при $p_{\perp} \geq 8 \div 10$ ГэВ/с наблюдается тенденция к превышению экспериментальных данных над расчетными. Однако делать на этом основании определенный вывод о границе области p_{\perp} , выше которой вклад прямых процессов доминирует, было бы преждевременно, поскольку расхождение значений величины $E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$, полученных разными авторами, - того же масштаба, что и разница между теоретическими и экспериментальными оценками.

Важным критерием для любой модели рождения частиц с большими p_{\perp} является ее способность описать качественный состав рожденных частиц. Действительно, ни один из предложенных ранее термодинамических подходов^{/9-17/} не способен воспроизвести полученные экспериментально зависимости отношений выходов частиц различного сорта от p_{\perp} в общем случае. Серьезные трудности в описании сечений рождения барионов с большими p_{\perp} возникают и в модели жестких столкновений^{/18/}.



В рамках нашего подхода общий вид немонотонной зависимости отношений выходов частиц различного сорта от p_{\perp} нетрудно понять, если принять во внимание следующие две тенденции. Одна из них заключается в том, что большим p_{\perp} соответствуют более ранние стадии развития СКС и, следовательно, более высокие температуры излучения T . Чем выше T и больше p_{\perp} , тем меньше влияние массы частицы на вероятность ее рождения. Следовательно, с ростом p_{\perp} отношения выходов частиц с большей массой к выходам частиц с меньшей массой должны расти /см. соотношение /29/ ч.1/.

Другая тенденция связана с неравновесностью кваркового состава кварк-глюонной плазмы. Дефицит кварков, отсутствующих среди валентных кварков сталкивающихся адронов, определяется фактором /1/

$$(1 - e^{-v/r_h})^{n_i}, \quad //$$

где n_i - число таких кварков, необходимых для формирования адрона сорта "i". Например, в pp -столкновениях для π^\pm -мезонов $n_{\pi^\pm} = 1$; для K^\pm -мезонов $n_{K^\pm} = 2$; для антипротонов $n_{\bar{p}} = 3$; Таким образом, чем меньше t , тем сильнее фактором $1/!$ подавлен выход частиц, сформированных из кварков, не входящих в состав первичных адронов в качестве валентных. Конкуренцией этих двух тенденций и объясняется немонотонная зависимость отношений выходов K^-/π^- ; \bar{p}/π^- от p_\perp .

На рис.8 производится сопоставление отношений выходов частиц различного сорта /отношения отложены по оси ординат/ с данными работы /19/ для pp -столкновений при энергиях 200, 300 и 400 ГэВ. Расчетные кривые удовлетворительно описывают наблюдаемое поведение этих величин. Рис.9 демонстрирует хорошее описание инвариантного сечения рождения η^0 -мезонов /4/ в pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 52,7$ ГэВ.

На рис.10 производится сопоставление расчетного и наблюдаемого /20/ спектра J/ψ -частиц. Эксперимент выполнен в произвольной нормировке. Поэтому в данном случае можно говорить пока лишь об удовлетворительном описании наклона спектра. Таким образом, учет неравновесности состояния плазмы на ранних стадиях развития СКС позволяет, в рамках термодинамической схемы, воспроизвести качественный состав рожденных частиц и его зависимость от p_\perp .

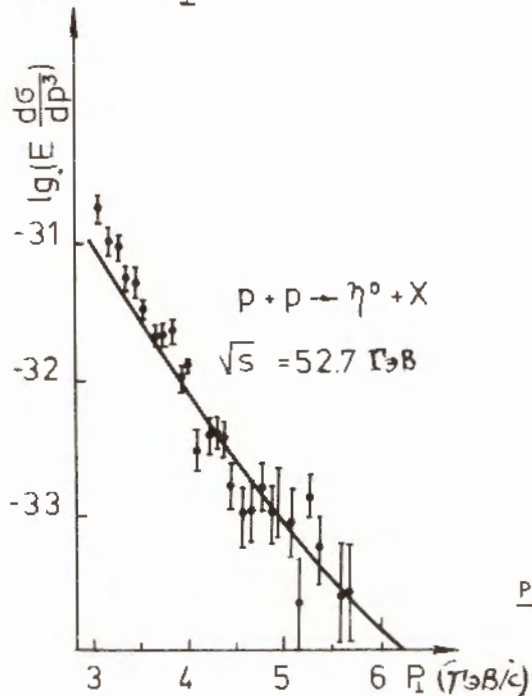
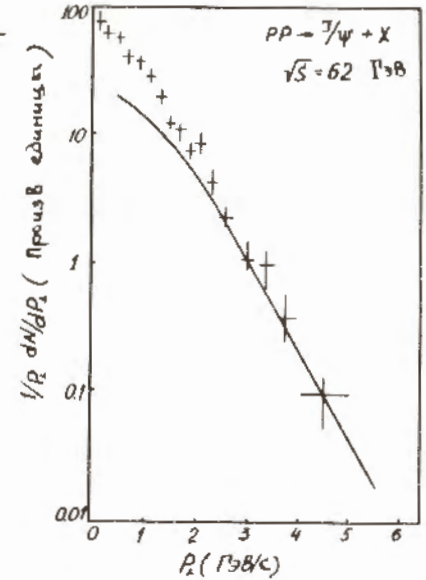


Рис.9. $(E \frac{d^3 \sigma}{dp^3})_{\theta=90^\circ}$ для η^0 ; эксперимент /4/.

Рис.10. $\frac{1}{p_\perp} \frac{dN}{dp_\perp}$ для J/ψ ; эксперимент /20/.



III. ДВУХЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ

На основе выражения //40/ ч.1/ мы обсудим ряд корреляционных явлений в событиях с большими p_\perp , наблюдаемых при энергиях ISR и FNAL.

1. Корреляции в передней полусфере

В работе /4/ исследовалась корреляционная функция вида:

$$F(p_{\perp 1}, p_{\perp 2}) = \frac{\int_{-\Delta\phi_1}^{\Delta\phi_1} \int_{-\Delta\phi_2}^{\Delta\phi_2} \int_{-\Delta y_1}^{\Delta y_1} \int_{-\Delta y_2}^{\Delta y_2} \int_{p_{\perp 1}}^{p_{\perp 2}} \frac{d^6 \sigma}{dy_1 dp_{\perp 1} d\phi_1 dy_2 dp_{\perp 2} d\phi_2}}{\int_{-\Delta\phi_1}^{\Delta\phi_1} \int_{-\Delta\phi_2}^{\Delta\phi_2} \int_{-\Delta y_1}^{\Delta y_1} \int_{-\Delta y_2}^{\Delta y_2} \int_{p_{\perp 1}}^{p_{\perp 2}} \frac{d^3 \sigma}{dy_1 dp_{\perp 1} d\phi_1}} \quad /2/$$

которая представляет собой число заряженных частиц в соответствующих интервалах импульса $p_{\perp 2}$, быстроты y_2 и угла ϕ_2 , наблюдаемых вместе с выделенной частицей с большими $p_{\perp 1}$. Падение функции /2/ с ростом $p_{\perp 2}$ оказывается значительно более медленным, чем одночастичного инклюзивного спектра. Такое поведение $F(p_{\perp 1}, p_{\perp 2})$ представляется вполне естественным, поскольку

ку триггером, регистрирующим частицу 111 с большим p_{\perp} , отбрасываются события, в которых с большой вероятностью образуется СКС, причем адронизация начинается на ранних стадиях развития СКС.

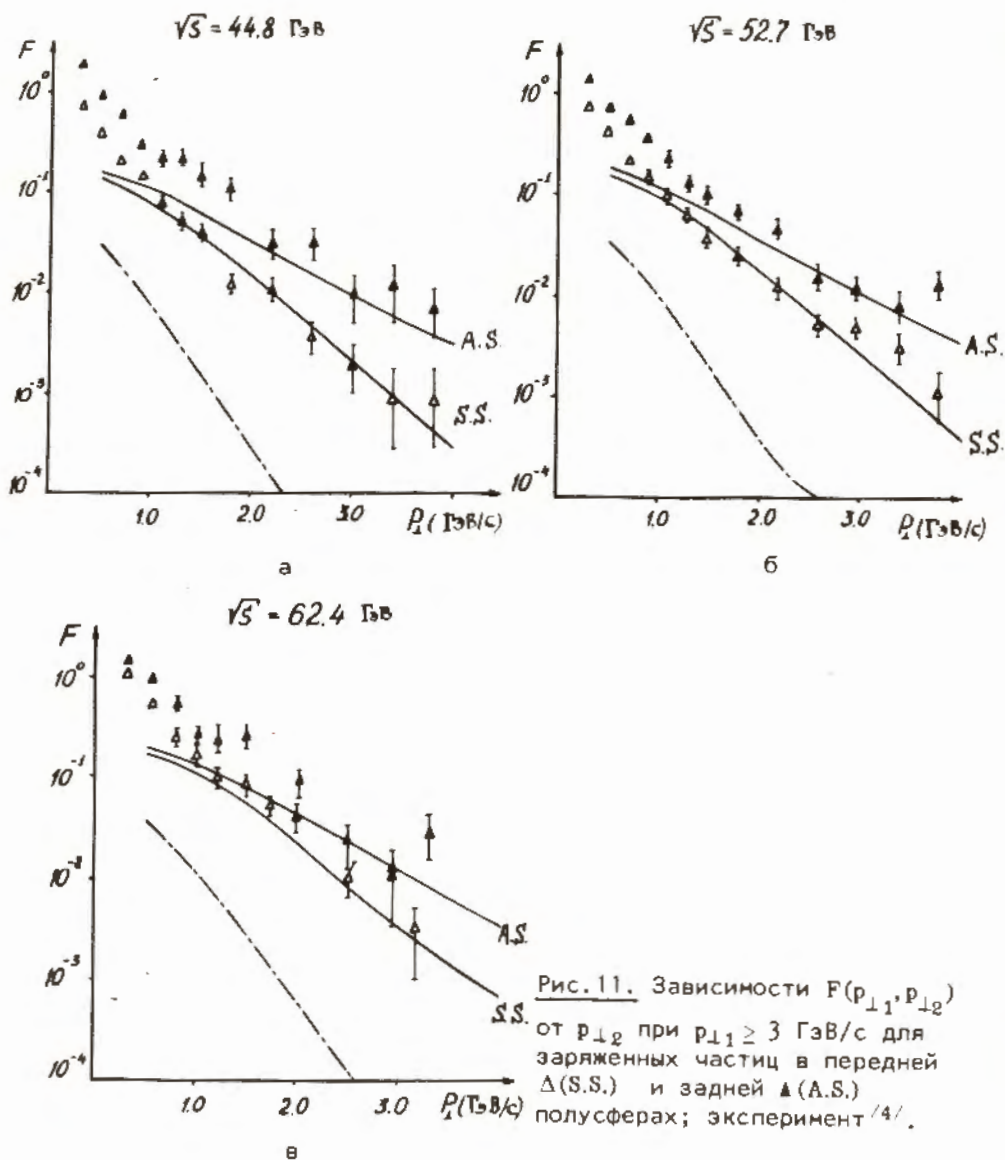


Рис. 11. Зависимости $F(p_{\perp 1}, p_{\perp 2})$ от $p_{\perp 2}$ при $p_{\perp 1} \geq 3 \text{ ГэВ/с}$ для заряженных частиц в передней Δ (S.S.) и задней \blacktriangle (A.S.) полусферах; эксперимент ^{4/}.

В результате эффективная температура адронного излучения в рассмотренных событиях значительно выше средней, что и приводит к более медленному /по сравнению с инклюзивным экспериментом/ падению $F(p_{\perp 1}, p_{\perp 2})$ с ростом $p_{\perp 2}$.

Результаты расчета $F(p_{\perp 1}, p_{\perp 2})$ удовлетворительно воспроизводят экспериментальные данные ^{4/} /светлые треугольники на рис. 11/ при $p_{\perp 2} > 1 \text{ ГэВ/с}$.

В работе ^{21/} было измерено распределение по быстрой заряженной частицы, сопровождающих триггерную $/p_{\perp 1} > 2 \text{ ГэВ/с}/$, в интервале азимутальных углов $|\phi| < 27^\circ$ при различных значениях p_x . При этом отмечено, что с ростом p_x это распределение становится более узким. В обзоре ^{23/} этот факт рассматривается как свидетельство о возникновении струй, порожденных механизмом жесткого рассеяния.

Однако в рамках нашего подхода он также поддается наглядной интерпретации. Действительно, сужение распределения по быстрой рожденных частиц с ростом проекции их импульса p_x является тривиальным свойством статистического спектра. В зависимости от переменных u , p_x и ϕ его можно представить в виде

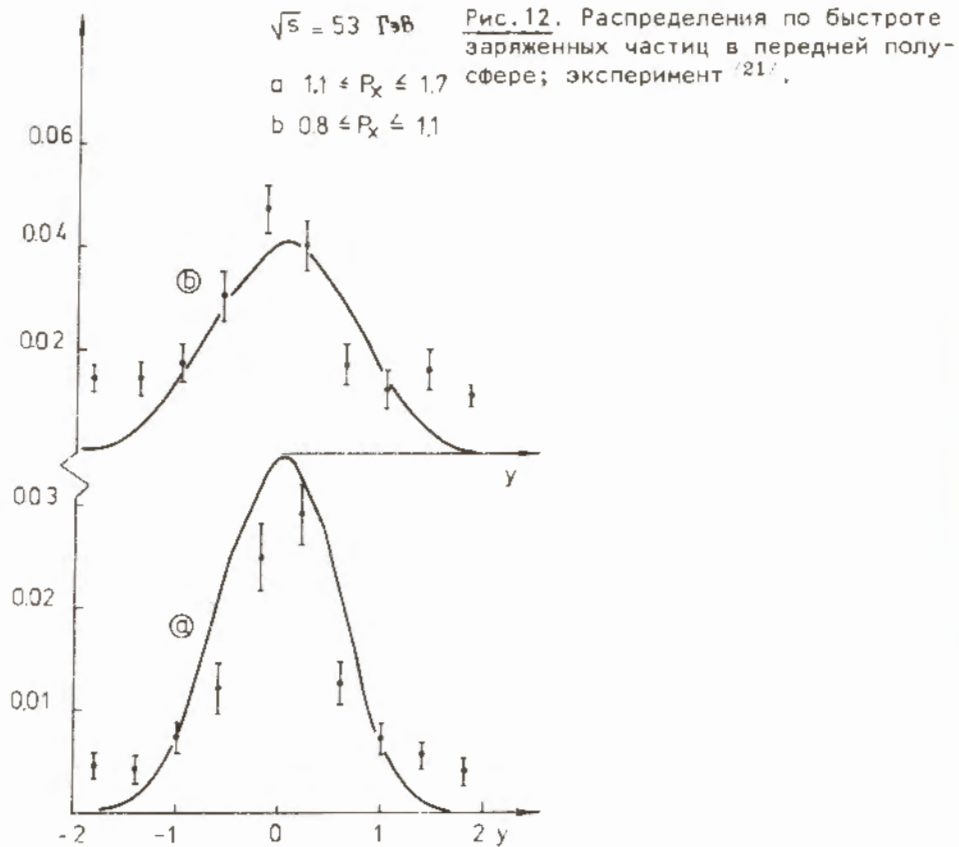
$$P(p_x, u, \phi) \sim e^{-\frac{p_x \text{ch } u}{\cos \phi} / T} \sim e^{-p_x \text{ch } u / T}, \quad /3/$$

из которого следует, что при любом значении T с увеличением p_x зависимость $F(p_x, u)$ от u становится более сильной. Следовательно, и наблюдаемое распределение по u , представляющее собой сумму вкладов состояний с различными T , с ростом p_x должно становиться более узким. Сопоставление распределения по u , вычисленного в соответствии с ^{40/}, ч.1/, с экспериментальными данными ^{21/} приведено на рис. 12.

2. Корреляции в задней полусфере

Рассмотрим теперь вопрос о корреляциях между регистрируемой частицей с большим p_{\perp} и частицами, вылетающими в противоположном направлении. Сопоставление функций $F(p_{\perp 1}, p_{\perp 2})$ для частиц, вылетающих в переднюю и заднюю полусферы, приведенное на рис. 11, показывает, что для задней полусферы их значения систематически выше. Возможной причиной этого превышения является влияние импульса отдачи, воспринимаемого веществом СКС при излучении энергичной триггерной частицы.

Пусть этот импульс воспринимается некоторой частью вещества СКС, локализованной в области формирования триггерной частицы. Посредством M_x обозначим массу вещества в этой области. За счет импульса отдачи эта масса получает скорость $\beta = \frac{p_{\perp 1}}{\sqrt{p_{\perp 1}^2 + M_x^2}}$,



направленную в заднюю полусферу, вследствие чего ее вклад в функцию $F(p_{\perp 1}, p_{\perp 2})$ для задней полусферы усиливается.

Удовлетворительное согласие с экспериментом достигается при $M_x \approx 4 \text{ ГэВ}/c^2$. Функции $F(p_{\perp 1}, p_{\perp 2})$, рассчитанные при данном значении M_x , сравниваются с экспериментальными данными /4/ на рис.10 /темные треугольники/.

Интересной особенностью корреляций в задней полусфере является нарушение скейлинга по переменной $x_e = p_{x2}/p_{\perp 1}$, обнаруженного в работе /23/ при исследовании зависимости распределения по x_e от $p_{\perp 1}$. В обзоре /22/ отмечалось, что все модели жестких столкновений испытывают трудности в объяснении этого эффекта.

В нашем подходе нарушение скейлинга по x_e определяется, по крайней мере, двумя обстоятельствами. Во-первых, источниками частиц, наблюдаемых в корреляции с триггерной частицей,

являются сгусток кварк-глюонного вещества, получивший импульс отдачи, и находящаяся в покое остальная часть СКС, спектр излучения которой не зависит от $p_{\perp 1}$, т.е. для него скейлинг по x_e заведомо не имеет места. Во-вторых, нетрудно показать, что и для движущейся части скейлинг выполняется лишь при $p_{\perp 1}^2 \gg M_x^2$. В реализованной же постановке эксперимента /23/ $p_{\perp 1} \leq M_x$, т.е. и для спектра частиц, образованных при распаде движущегося сгустка, скейлинг нарушается. Результаты для зависимости $F(x_e)$ от $p_{\perp 1}$, полученные численно, представлены на рис.13, где они сравниваются с измерениями /23/ при $\sqrt{s} = 52,7 \text{ ГэВ}$. На рис.14 производится сравнение рассчитанного при двух значениях M_x распределения $F(x_e)$ для K^- -мезонов с данными /24/ полученными в p-Be взаимодействиях при $E_p = 400 \text{ ГэВ}$ для двух сортов триггерной частицы. Результаты расчета практически не зависят от сорта частицы - триггера, π^+ или K^+ -мезона, что соответствует экспериментальной ситуации.

Более полно результаты исследования корреляций между сортами частицы-триггера и частицы с большими p_{\perp} , вылетающей в противоположную полусферу, показаны на рис.15, где представлен выход различных частиц с $x_e \geq 0,75$ при π^{\pm} , K^{\pm} и p^{\pm} в качестве триггера /24/. Эти данные не противоречат представлению об отсутствии существенных корреляций, во всяком случае для легкой частицы-триггера/, которое следует также из нашего подхода в принятом приближении.

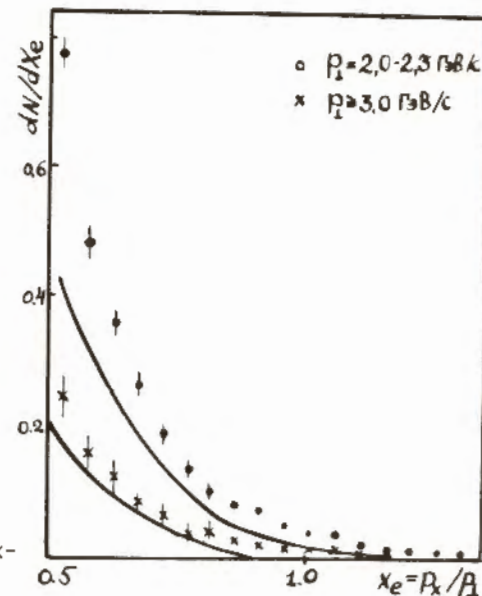


Рис.13. Распределения по x_e ; эксперимент /23/.

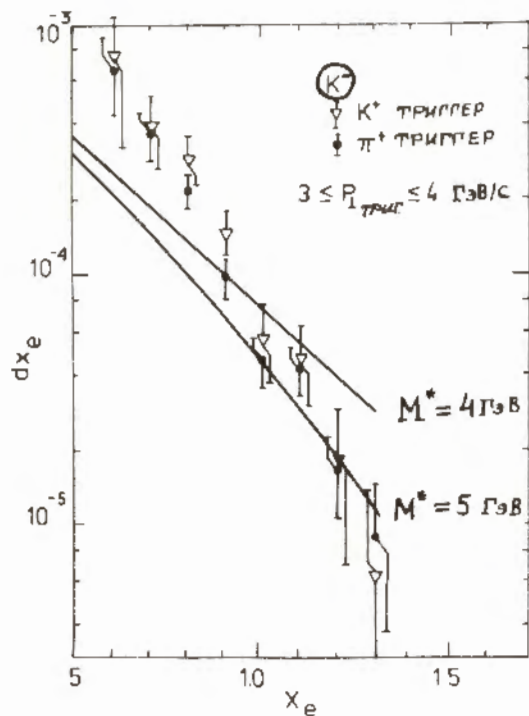


Рис.14. Распределения по x_e : эксперимент /24/.

Несмотря на большие экспериментальные ошибки, можно, однако, заметить тенденцию к антикорреляции между выходами некоторых частиц с барионами в качестве триггера. По-видимому, она связана с тем, что рождение барион-антибарионной пары, в особенности в сочетании с рождением пары странных частиц, требует энергозатрат больших, чем средняя энергия, локализованная в области формирования частицы с большим p_{\perp} . Этот фактор в нашем подходе пока не учитывался.

Наличие двух источников энергичных частиц в задней полусфере, один из которых движется, а другой покоится, должно привести к неоднородному распределению по азимутальному углу ϕ с максимумом при $\phi = 180^\circ$.

Этот эффект наблюдается в эксперименте /21/. На рис.16 данные /21/ сравниваются с результатами расчетов при $M_x = 4 \text{ ГэВ}/c^2$, которые правильно воспроизводят наблюдаемые зависимости.

В работе /25/ исследована зависимость $\langle p_{out} \rangle$ от p_x при $\sqrt{s} = 52,7 \text{ ГэВ}$. При этом обнаружился рост $\langle p_{out} \rangle$ с ростом $p_x / \text{см}$. рис.16/. Такая тенденция также имеет простое объяснение. В выражении //40/ ч.1/ для сечения рождения двух энергичных

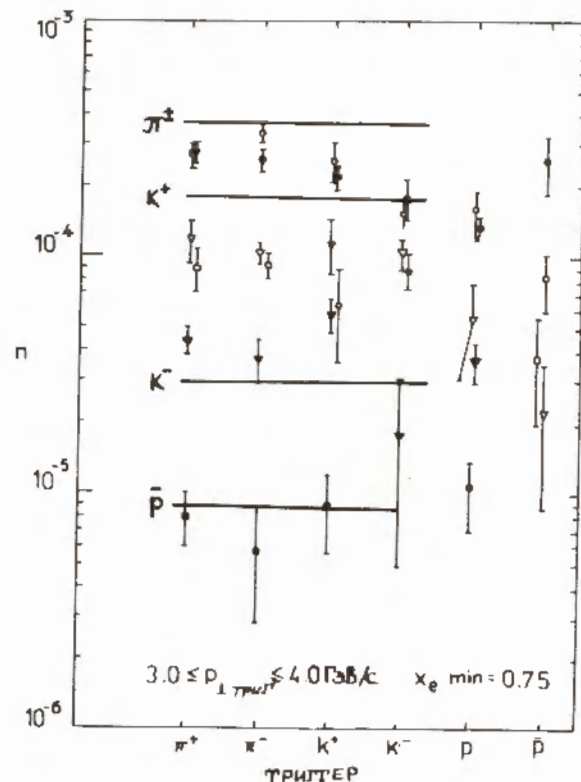


Рис.15. Корреляции между частицами различного сорта; эксперимент /24/.

частиц экспонента, соответствующая рождению второй частицы, может быть представлена в виде

$$e^{-E_2/T} = e^{-\sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_{out}^2 + m^2}/T} = e^{-\frac{p_x + \frac{p_{out}^2}{2p_x} + \frac{p_y^2 + m^2}{2p_x}}{T}} \quad /4/$$

Из /4/ видно, что с ростом p_x при любом T зависимость от p_{out} ослабляется. Следовательно, $\langle p_{out} \rangle$ растет. Результаты численного определения зависимости $\langle p_{out} \rangle$ от p_x и их сравнение с экспериментом /25/ представлены на рис.17.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Одним из результатов проведенного исследования является формулировка нового термодинамического подхода к описанию

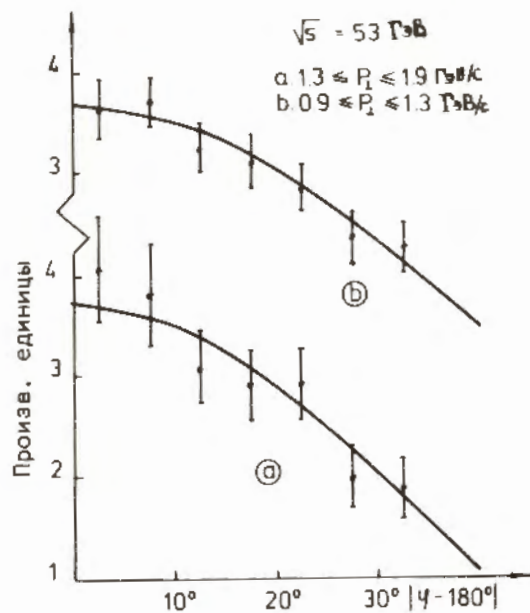


Рис.16. Распределения по азимутальному углу; эксперимент ^{/21/}.

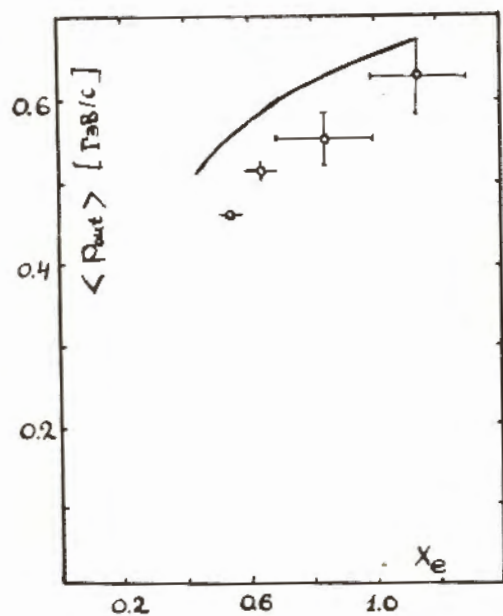


Рис.17. Зависимость $\langle p_{out} \rangle$ от x_e ; эксперимент ^{/25/}.

развития статистических систем, образующихся в адронных столкновениях. Помимо включения установленных ранее ^{/8,26/} наиболее общих свойств систем кластерного типа /расширение кластера с околосветовой скоростью, постоянство времени адронизации, статистический вид спектра рожденных частиц/, он дополнен учетом ряда факторов, позволяющих более детально описать ранние стадии развития процесса. Этими факторами являются:

- флуктуации во времени начала развития процесса адронизации;
- неравновесность кваркового состава плазмы при $t < r_D$;
- согласованность во времени образования двух /и более/ частиц с энергиями $E \gg E_c$;
- локализация импульса отдачи при формировании энергичной частицы на небольшой части кластера.

Существование этих факторов следует из весьма общих принципов, каковыми являются: наличие квантовомеханических флуктуаций и флуктуаций в развитии фазового перехода, принцип причинности, соотношение неопределенностей.

В рамках развитого подхода, по-видимому, впервые удалось в весьма общем виде показать способность термодинамической модели воспроизвести степенную зависимость инвариантного сечения от p_{\perp} . Проведенное сопоставление следствий подхода с широким кругом экспериментальных данных позволяет рассматривать его как весьма правдоподобную схему развития СКС.

Естественно, что, как и любая другая схема, она не является исчерпывающей картиной процесса. В частности, представление о том, что продольный импульс первичных адронов полностью погашен и свойства системы изотропны, является идеализацией. В действительности наследие этого импульса сохраняется в форме продольного коллективного движения в кластере ^{/3/}. Для более явного выделения свойств кластера как статистической системы, в данной работе мы ограничились рассмотрением характеристик, в наименьшей степени подверженных влиянию продольного коллективного движения. С этой целью выделен канал образования СКС, в котором, по определению, коллективное движение представлено наиболее слабо. Кроме того, для сопоставления с экспериментом выбран интервал углов вылета рожденных частиц, близких к 90° , в котором влияние этого движения на наблюдаемые характеристики минимально. Для описания рождения частиц с большими p_{\perp} , вылетающими под углами, существенно отличающимися от 90° , необходимо учитывать продольное движение. Изложенная выше схема не исключает возможности введения в нее такого учета.

2. Существование термодинамического подхода, способного описать многие характеристики образования частиц при $p_{\perp} \lesssim 7-8$ ГэВ/с /некоторые из них часто воспринимаются, как подтверждение доминирующей роли механизма жестких столкновений/,

указывает, по крайней мере, на неоднозначность их интерпретации в рамках модели, основанной на представлении о жестком рассеянии и последующей фрагментации кварков и глюонов. Это означает, что рассмотренные нами экспериментальные данные и подобные им не могут служить критерием проверки следствий КХД. Возможно, что такие критерии удастся отыскать либо за счет специальной постановки эксперимента, либо за счет перехода в область $p_{\perp} > 10$ ГэВ/с.

Авторы признательны А.В.Чербу, принимавшему участие в данной работе на ранней стадии, А.В.Ефремову и А.В.Радужкину за многие полезные дискуссии, а также сотрудникам ЛФФ ОИЯИ, принявшим участие в обсуждении данной работы на семинаре.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-80-145, Дубна, 1980.
2. Antreasyan D. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, No.3, p.113.
3. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-12330, Дубна, 1979; Acta Phys.Austr., 1979, 50, p.165.
4. Büsser F.W. et al. Nucl.Phys. B, 1976, 106, p.1.
5. Kourkoumelis C. et al. Phys.Lett., 1979, 83B, p.257.
6. Angelis A.L.S. et al. Phys.Lett., 1978, 79B, p.505.
7. Clark A.G. et al. Phys.Lett., 1978, 74B, p.267.
8. Kourkoumelis C. et al. Phys.Lett., 1979, 84B, p.271.
9. Jabs A. Nujvo Cim.Lett., 1974, 9, p.570.
10. Berger E.L., Bronson D. Phys.Lett., 1973, 45B, p.57.
11. Bouquet A., Letessier J., Tonius A.Phys.Lett., 1974, 51B, p.235.
12. Hoang T.F. Phys.Rev.D., 1976, v.13, p.1881.
13. Waldyr J.D. et al. Anais da Acad.Brasil., 1974, v.46, No.2, p.197.
14. Нама М., Nagasaki M., Prog. of Theor.Phys., 1975, v.54, p.795; 1976, v.55, p.1308; 1977, v.57, p.160; 1978, v.59, p.1305.
15. Gorenstein M.I., Shelest V.P., Zinovjev G.M. Phys.Lett., 1976, B60, No.3, p.283.
16. Kwan Wu Lai, Meng Ta-Chung. Phys.Rev.Lett., 1976. 37, No.5, p.241.
17. Шуряк Э.В. ЯФ, 1978, т.28, с.796.
18. Owen J.F. Phys.Rev. D, 1979, v.20, v.1, p.221.
19. Antreasyan D. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, No.3, p.115.
20. Kourkoumelis C. et al. Phys.Lett., 1979, v.81B, No.3, p.405.

21. Darriulat P. et al. Nucl.Phys. B., 1976, 107, p.429.
22. Ранфт Г., Ранфт Й. ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.1, с.90.
23. Sosnowski R. In: Proc. of 18th Int.Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, July, 1976, p.A4-3. JINR,D1,2-10400,Dubna,1977.
24. Fisk R.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, v.40, No.15, p.984.
25. Della Negra M. et al. Nucl.Phys. B., 1977, 127, p.1.
26. Kalinkin B.N., Shmonin V.L. Z. für Phys., 1978, A288, p.227.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 марта 1980 года.