

БОЛЬШИЕ ПОПЕРЕЧНЫЕ ИМПУЛЬСЫ И ФРАГМЕНТАЦИЯ

Л. Т. Баралзей, Ю. А. Смородин

УДК 539.171.017

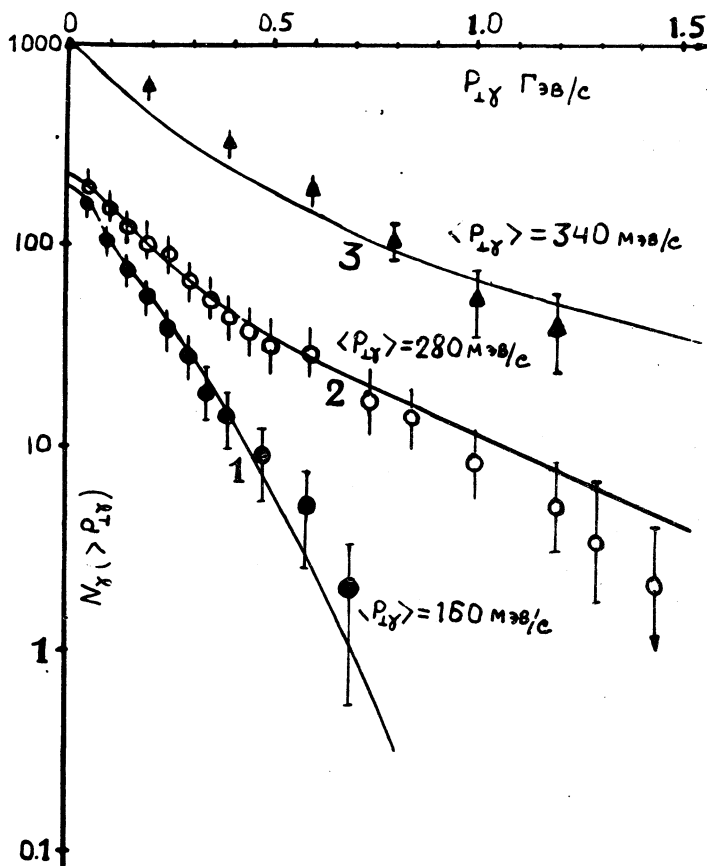
Рассматриваются экспериментальные данные космических лучей и встречных пучков о поперечных импульсах пионов в процессах множественного рождения. Показано, что особенности изменений распределений пионов по величине P_{\perp} можно объяснить, если использовать предложенную ранее авторами модель глубокой фрагментации.

Постоянство среднего поперечного импульса пионов в процессах множественного рождения установлено в широком интервале энергий взаимодействий E_0 . Данные космических лучей (обзор /1/) показывают неизменность распределений dN_{π}/dp_{\perp} для энергий E_0 от 10^{10} до 10^{14} эв. В инклюзивных опытах на ускорителях установлена инвариантность двумерных распределений в $\frac{d^3\sigma}{d^3p}(x, p_{\perp}^2)$ для фрагментационной части ($x = p_{\perp}/P_0 \gtrsim 0,05$) до энергий ISR - $1,5 \cdot 10^{12}$ эв (обзор /2/). Сопоставление результатов /3/ показывает количественное согласие и позволяет сделать вывод об инвариантности двумерных распределений - скейлинге для энергий E_0 от 10^{11} до 10^{14} эв.

Инвариантные распределения описывает и объясняет модель быстрого кластера /3/. В ней скейлинг обусловлен тем, что процесс множественного рождения проходит стадию пионного кластера. Массы кластеров и их моды распада не зависят от энергии взаимодействия, а их движение определяется лоренц-фактором γ_s , пропорциональным лоренц-фактору налетающей частицы γ_0 .

Количественное согласие распределений с результатами опытов в космических лучах и на ISR /3,4/ достигается при среднем значении массы кластера $M_{\pi} = 2,4$ Гэв/ c^2 , изотропном с планковским импульсным распределением разлете пионов и соотношении для лоренц-фактора кластера $\gamma_s = \gamma_0 (M_N/M_N + M_{\pi})$. При величине температурного параметра планковского распределения $z = \mu/kT = 1,2$ хорошо описываются и распределения рождающихся пионов по p_{\perp} в области $p_{\perp} \leq 1$ Гэв/ c , где лежит более 99% частиц.

Первые данные о рождении пионов с большими поперечными импульсами были получены Японо-Бразильской коллаборацией в опытах с большой рентгенэмульсионной камерой на г. Чакалтай /5/. При этом особый интерес вызвало то обстоятельство, что рост попереч-



Р и с. 1. Распределение по величине поперечного импульса для π -квантов в семействах. Кривые 1,2,3 - расчет для первой, второй и третьей стадии фрагментации. Точки - эксперимент: ϕ , ϕ - работа /5/, \blacktriangle - работа /9/ для 180 квантов из Texas Lone Star. Нормировано к 1000

ных импульсов происходил скачкообразно, будучи связанным с появлением при энергиях $\approx 10^{14}$ эв особого класса взаимодействий.

Средний поперечный импульс γ -квантов в семействах (рис. I) был в два раза больше при отборе в экспериментальном материале таких событий, в которых сумма поперечных импульсов всех квантов семейства Σp_{\perp} превышала $2,5 \text{ Гэв}/c^2$. Такие семейства имеют существенно большую множественность ($N_{\gamma} = 30$) и интерпретируются /5,6/ как случаи образования тяжелых кластеров с массой $M_{\kappa} \approx 20 \text{ Гэв}/c^2$.

В группе семейств, для которых $\Sigma p_{\perp} < 2,5 \text{ Гэв}/c$, средняя множественность N_{γ} близка к 8, а масса пионных кластеров к $2,5 \text{ Гэв}/c^2$. Это рассмотренный выше класс взаимодействий с возбуждением нормальных кластеров, обуславливающий скейлинг при энергиях $10^{11} - 10^{14}$ эв.

В работе /5/ была наблюдена корреляция величины поперечного импульса с углом вылета кванта, доказывающая, что увеличение p_{\perp} связано не с нарушением в системе кластера изотропии, а с увеличением полного импульса пионов.

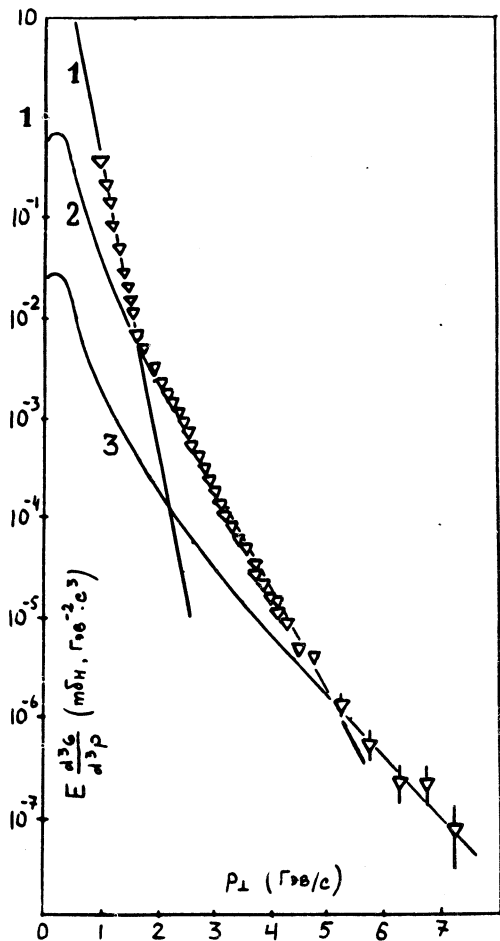
Анализируемый в /5/ экспериментальный материал относился к так называемым "воздушным" семействам, возникающим во взаимодействиях адронов в воздухе над камерой. Для них высота точки взаимодействия, которая существенно входит в расчет абсолютного значения p_{\perp} , определяется косвенными методами, содержащими некоторую неопределенность.

В 1969-71 гг. Японо-Бразильская коллаборация провела подобные опыты с локальной углеводородной мишенью, для которых этой неопределенности нет, и получила /7/ те же результаты.

В опытах с мишенью энергия взаимодействий была несколько ниже, что позволило отчетливо видеть, что рост импульсов связан непосредственно не с увеличением энергии взаимодействий, а со взаимодействиями особого класса, доля которых увеличивается с ростом энергии.

Второе, бесспорное доказательство рождения пионов с большими поперечными импульсами получено в инклюзивных опытах на ISR (обзор /2/). Здесь особый интерес представляет наличие в распределениях $E(d^3\sigma/d^3p)$ при $x=0$ трех, отличающихся величиной экспоненциального наклона ветвей: в интервале импульсов $0 - 1,5 \text{ Гэв}/c$ отрицательный показатель экспоненты составляет $(6 + 7) P_{\perp}$, в

интервале 2–4 Гэв/с ($2 + 2,5$) p_{\perp} , а в интервале 5–7 Гэв/с показатель падает до $(1 + 1,5) p_{\perp}$ (рис.2).



Р и с. 2. Распределение по величине поперечного импульса π^0 -мезонов при $X=0$ в системе кластера. Кривые 1,2,3 – расчет для первой, второй и третьей стадий фрагментации. Точки – экспериментальные данные ISR (цитируются по обзору /2/). Распределения нормированы по интенсивности рождения пионов

Данные, приведенные в работе /2/, показывают, что вторая ветвь в распределении наблюдается как для нейтральных, так и для заряженных пионов, причем при увеличении ϵ — энергии встречных пучков наклон ее не меняется, а она вся поднимается, показывая, что сечение процесса растет пропорционально энергии налетающей частицы E_0 .

Цель настоящей заметки состоит в том, чтобы указать, что приведенные экспериментальные результаты космических лучей и ISZ можно связать, и количественно объяснить наблюдающиеся особенности распределения пионов по величине p_{\perp} , если использовать предложенные в /8/ представления о связи скейлинга с фрагментацией. Согласно этим представлениям нормальный кластер представляет собой результат предельной фрагментации пакета партонов нуклона. Среднее число фрагментов при этом (n_{π} около 6,5) близко к отношению M_N/μ .

Второй, тяжелый кластер обусловлен фрагментацией партонов, входящих в пакет нуклона, т.е. фрагментацией структуры второго порядка.

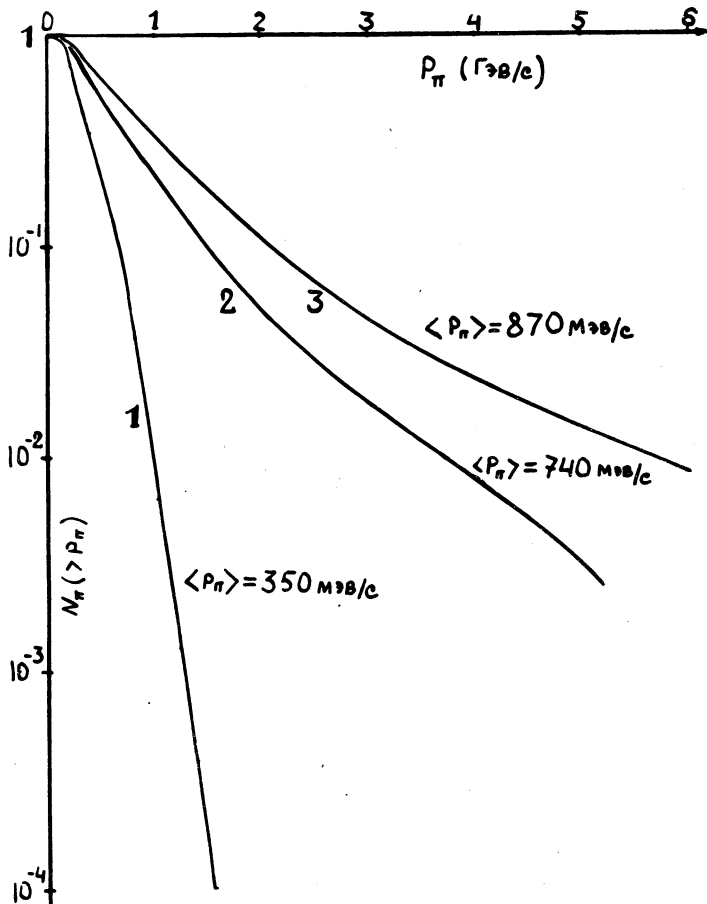
Число фрагментов при этом близко к n_{π}^2 . Можно говорить о сверхтяжелом кластере с числом фрагментов $n_{\pi}^3 \approx 300$, возникающем при фрагментации партонов, образующих структуру второго порядка.

Модель, как ее следует назвать, глубокой фрагментации, наряду с оценками множественности (чисел фрагментов), величин масс кластеров и зависимости сечений от энергии /8/, приводит к определенным заключениям об импульсных распределениях фрагментов.

Если на каждом этапе фрагментации в системе фрагментирующей частицы распределение планковское, то итоговое распределение в системе кластера получается последовательным использованием планковских распределений для каждого этапа фрагментации и соответствующих лоренцевских преобразований импульсов.

Результаты соответствующих расчетов методом Монте-Карло для трех этапов фрагментации представлены на рис.3. Средний импульс рождающихся пионов согласно расчета составляет 350, 740 и 870 Мэв/с соответственно. Легко учесть распад π^0 -мезонов и получить импульсные распределения γ -квантов со средними импульсами 200, 380 и 480 Мэв/с.

На рис. 1 рассчитанные распределения квантов по поперечному импульсу сопоставлены с опытом. В расчетах в соответствии с опытом /5/ поперечный импульс для случаев образования тяжелого клас-



Р и с. 3. Импульсные распределения пионов в системе кластера согласно модели глубокой фрагментации. Кривые 1,2,3, соответствуют первой, второй и третьей стадиям фрагментации

тера (кривая 2) растет в 1,8 раза от 160 до 280 Мэв/с. В уникальной звезде Texas Lone Star /9,10/, являющейся пока единствен-

ным проанализированным случаем образования сверхтяжелого кластера с рождением 400 пионов, определены энергии для 180 квантов. Учитывая трудности определения энергии в этом событии, согласие расчетов с экспериментом можно считать удовлетворительным. Авторы дают среднюю величину поперечного импульса 360 Мэв/с для промежуточных квантов и 320 Мэв/с с поправкой на непромеренные /10/, в то время как рассчитанная величина составляет 340 Мэв/с.

Заметим, что возможность объяснить рост поперечных импульсов пионов вылетом их из хаотически движущихся подсистем не осталась не замеченной в работе /5/. Расчеты с определенными значениями лоренц-факторов таких подсистем не приводят к хорошему согласию с опытом.

Инвариантное сечение для квантов в системе кластера имеет вид

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \approx \frac{\sigma_0 \langle n_\pi \rangle}{4\pi} \frac{dN}{p dp}. \quad (1)$$

Так как при энергиях встречных пучков лоренц-факторы $\gamma_B = \gamma_0 M_N / (M_\pi + M_N)$ кластеров с большой массой мало отличаются от 1, то соотношение (1) можно применить и к пионам с $X = p_{||} / P_0 = 0$ в системе встречных пучков.

На рис. 2 рассчитанные сечения сопоставлены с данными ISR /2/. Наклоны экспоненциальных ветвей хорошо совпадают. Интенсивности совпадают, если для второй ветви $(\sigma \langle n_\pi \rangle)_2 = 1/50 (\sigma \langle n_\pi \rangle)_1$, а для третьей $(\sigma \langle n_\pi \rangle)_3 = 1/4000 (\sigma \langle n_\pi \rangle)_1$. Для сечений при энергии нуклонов $E_0 = 1,5$ Тэв получаем

$$\sigma_2 / \sigma_1 \approx 10^{-2}, \quad \sigma_3 / \sigma_1 \approx 10^{-4}.$$

Неожиданно большие сечения соответствуют линейной зависимости от отношения времени соударения к времени существования партонной структуры (и от энергии взаимодействия), а не экспоненциальной, как это полагалось в первой работе /8/, если для критических энергий использовать в согласии с /8/ значения $4 \cdot 10^{11}$, $1,5 \cdot 10^{14}$ и $6 \cdot 10^{16}$ эв.

$$\sigma_F \approx \sigma_0 / (1 + T/\tau) = \sigma_0 / (1 + E_F/E_0). \quad (2)$$

Таким образом, представления о глубокой фрагментации объясняют все экспериментальные особенности распределений по величи-

не поперечного импульса в процессах множественного рождения пионов как при высоких, так и сверхвысоких энергиях. Важнейшим аргументом в пользу модели глубокой фрагментации было бы подтверждение опытами на ISR того, что пионы с большими импульсами рождаются вопреки кинематическим ограничениям во взаимодействиях с большой множественностью.

Заметим, что модель глубокой фрагментации является попыткой уловить, исходя из результатов экспериментов с частицами высоких и сверхвысоких энергий в космических лучах и ISR, основные особенности представлений об ультррелятивистских частицах с энергиями, существенно большими энергии превращения виртуальных квантов полей в реальные частицы.

Так как взаимодействие переносится квантами со скоростью, не превышающей скорость света, а время соударения — время пролета релятивистски сжатого диска уменьшается с ростом энергии неограниченно, то при достаточно высоких энергиях взаимодействие сведется к удару по некоторым свободным частицам, являющимся квантами полей частицы мишени.

В то же время масса ультррелятивистской частицы, $M^2 = E^2 - p^2$, становится в сравнении с энергией и импульсом исчезающе малой величиной и не может характеризовать частицу во взаимодействиях с обменом энергии и импульса.

Очевидно, что такая ультррелятивистская частица в отличие от частицы Шредингера не может представляться величинами, входящими в уравнение Шредингера — массой и гамильтонианом. Индивидуальность такой частицы должна представляться динамическими наборами квантов полей частицы — пакетами партонов рассматриваемой частицы.

Можно думать, что взаимодействие в этом случае сводится в существенной части к рассыпанию пакета.

Заметим, что для электронно-фотонного поля рассматриваемая задача решена релятивистской электродинамикой. Основные результаты, аналоги которым должны иметь место и в сильных взаимодействиях, очевидны на примере развития электронно-фотонного каскада высокой энергии. Здесь электрон выступает как пакет фотонов, а партонным пакетом фотона является электрон-позитронная пара. В качестве второго этапа фрагментации выступает образование трицен-

гов, которые и представляют второй этап партонной структуры электрона.

Для процесса характерна высокая степень скейлинга и независимость от массы частицы, инициирующей каскад.

Поступила в редакцию
18 января 1974 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева. Космические лучи и их взаимодействие. Атомиздат, Москва, 1968 г.
2. M. Jacob. Preprint, TH-1693-CERN (1973).
3. Yu. A. Smorodin. Proc. of the 13-th Intern. Conf. on Cosmic Rays, 2, 2280, 1973. Ю.А. Смородин. Ядерная физика, 19, 664 (1974).
4. А. В. Апанасенко, Л. Т. Барадзей, Ю. А. Смородин и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 374 (1968). Доклад на Всесоюзной конф. по косм. лучам, Харьков, 1973 г.
5. Japan-Brazil Collaboration, Prog. of Theor. Phys. of Japan, Suppl., 47, 1 (1971).
6. А. В. Апанасенко, Л. Т. Барадзей, Ю. А. Смородин, М. В. Соловьев. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 25 (1971).
7. Japan-Brazil Collaboration, Proc. of the 13-th Intern. Conf. on Cosmic Rays, 2, 2210 (1973).
8. Л. Т. Барадзей, Ю. А. Смородин. Краткие сообщения по физике ФИАН, № II, 3 (1973).
9. P. H. Fowler, D. H. Perkins, Proc. Royal Soc. A, 278, 401 (1964).
10. P. H. Fowler. Proc. 8-th Cosm. Ray. Conf., Jaipur, 5, 182 (1963).