

$\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Поэтому вторичные частицы вылетают резко направленными и сужающимися по мере роста энергии потоками вдоль направления движения сталкивающихся частиц — т. н. *струи адронными* (в с. ц. и. — вперёд и назад, в лаб. системе — по направлению движения налетающей частицы). При высоких энергиях с небольшой вероятностью ($\leq 0,01$) рождаются также адроны с большими значениями p_{\perp} (≥ 1 ГэВ) в виде адронных струй, вылетающих под большими углами к оси столкновения. При этом поведение по p_{\perp} из экспоненциального становится степенным ($\sim 1/p_{\perp}^2$). В модели *партонов* оно определяется сечением упругого рассеяния на большие углы составляющих адронов — кварков и глюонов [1].

Адронные струи в М. п. наблюдаются и в e^+e^- -аннигиляции, когда образуется пара из кварка и антикварка, к-рые затем фрагментируют в адроны. В этих процессах поперечный импульс адронов относительно оси струй также мал [$\langle p_{\perp} \rangle = (0,4-0,5)$ ГэВ]. Ср. поперечный импульс адронов практически не зависит от их массы. Прямые измерения $\langle p_{\perp} \rangle$ резонансов (R) показали, что $\langle p_{\perp}(R) \rangle = 0,50(3)$ ГэВ в широком интервале энергий. В то же время для долгоживущих частиц $\langle p_{\perp} \rangle$ растёт с увеличением массы адрона. Это связано не с динамикой рождения адронов в М. п., а с кинематикой распадов резонансов на пионы и К-мезоны.

Распределение резонансов по $p_{\perp}^2 < 1$ ГэВ² описывается ϕ -лой:

$$\frac{dN(R)}{Nd p_{\perp}^2} \sim \exp(-B(R)p_{\perp}^2),$$

где $B = 3,4(2)$ ГэВ⁻² для η , ϕ , ω , ρ , f , Δ и др. резонансов с массами < 2 ГэВ (N — полное число наблюдаемых резонансов). *Инклюзивное сечение* образования долгоживущих частиц и резонансов с массами m от 0,14 ГэВ (π -мезон) до 3,1 ГэВ (J/ψ -частица) хорошо аппроксимируются выражением:

$$\mathcal{E} \frac{d\sigma}{dp} \sim s^{\alpha} \exp(-\sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}/T),$$

где $\mathcal{E} d\sigma/dp$ — инклюзивное сечение (\mathcal{E} — энергия, p — импульс частицы), $T \approx 120$ МэВ и $\alpha \approx 0,15-0,30$ в зависимости от типа адронов.

Примерно такие же распределения адронов по поперечным импульсам относительно оси струй получены в глубоко неупругих процессах и в e^+e^- -аннигиляции. Постоянство этих характеристик вторичных адронов и небольшая величина их ср. поперечного импульса в разл. М. п. широко используются во всех теоретич. моделях и с точки зрения совр. представлений связываются с размерами области удержания кварков и глюонов ($r \lesssim 1/\langle p_{\perp} \rangle \approx 0,5$ Ф).

Распределения адронов по продольным переменным (x, y). Характеристики М. п. в зависимости от $x = 2p_{\parallel}/\sqrt{s}$ или продольной *быстроты* $y = \frac{1}{2} \ln[(\mathcal{E} + p_{\parallel})/(\mathcal{E} - p_{\parallel})]$ [где $y \approx \eta = -\text{Intg}(\theta/2)$] изучены в широком интервале энергий [$\sqrt{s} = (5-540)$ ГэВ]. Здесь \mathcal{E} , p_{\parallel} и θ — соответственно энергия, продольный импульс и угол вылета адрона в с. ц. и. Одна из важных закономерностей М. п. — *масштабная инвариантность* — закон подобия в микромире, заключающийся в том, что вероятность рождения «инклюзивной» частицы с с определ. значением продольного импульса (p_{\parallel}) при разных энергиях столкновения является универсальной ϕ -цией от переменной $x = p_{\parallel}/p_{\text{макс}}$ при $x \geq 0,1$, где $p_{\text{макс}} \approx \sqrt{s}/2$ — максимально возможное (при данной

энергии) значение p_{\parallel} частицы с [4]. Т. о., продольные импульсы вторичных адронов растут пропорц. энергии столкновения ($\sim \sqrt{s}$). В партоновой модели это свойство является естественным, причём поведение по x определяется *структурной функцией* фрагментирующего адрона (т. е. исходного адрона с тем же направленным импульсом) (см. *Кваркового счёта правила*). Первые указания на масштабную инвариантность были получены при изучении взаимодействия космических лучей, однако как закономерность она была установлена в экспериментах на Серпуховском ускорителе для отношения выходов K/π^- и \bar{p}/π^- (1968). Масштабная инвариантность наблюдается также при аннигиляции e^+e^- в адроны и в глубоко неупругих процессах. Её теоретич. интерпретация даётся в рамках партоновой модели [Р. Фейнман (R. Ph. Feynman), 1969] [4].

Наряду с постоянством выхода частиц в области фрагментации ($x \geq 0,1$), было установлено, что в центр. области ($x \lesssim 0,1$) инклюзивные сечения образования адронов в М. п. растут с увеличением энергии. Напр., при $y \approx \eta \approx 0$ нормированное инклюзивное сечение $[(1/\sigma)(d\sigma/d\eta)\eta \approx 0]$ увеличивается пропорц. $\ln \sqrt{s}$, что и обеспечивает рост полной ср. множественности ($\sim \ln^2 s$).

Корреляции в рождении адронов в М. п. изучены в широкой области энергий с помощью *корреляционных функций*

$$C(y_1, y_2) = \frac{1}{\sigma_{\text{ин}}} \frac{d^2\sigma(y_1, y_2)}{dy_1 dy_2} - \frac{1}{\sigma_{\text{ин}}^2} \frac{d\sigma}{dy_1} \frac{d\sigma}{dy_2},$$

где $\sigma_{\text{ин}}$ — полное неупругое сечение взаимодействия первичных частиц, а y_1, y_2 — продольные быстроты вторичных инклюзивных частиц. Были обнаружены сильные положит. корреляции при разности быстрот инклюзивных частиц $L = y_1 - y_2 \leq 2$ (близкодействующие корреляции), особенно для частиц с разными зарядами. При относительно малых множественностях ($n \leq 10$) они в осн. объясняются интенсивным рождением лёгких резонансов [$m(R) \lesssim 1,5$ ГэВ], распадающихся на 2—3 долгоживущих адрона. При больших множественностях ($n > 10$) они связаны с распадом более тяжёлых резонансов или др. короткоживущих состояний — кластеров (файрболов) [5].

При высоких энергиях ($\sqrt{s} \geq 50$ ГэВ) всё более отчетливо проявляются и корреляции между множественностями частиц, летящих вперёд и назад в с. ц. и. Они имеют далекодействующий характер: чем больше рождается частиц, летящих вперёд, тем больше их летит и назад. Такие корреляции характеризуют процесс в целом. Механизм этих корреляций обычно связывают с увеличением (с ростом энергии) числа промежуточных партоновых «лесенок» в модели *мультипериферического взаимодействия*, что и приводит к сильным корреляциям по множественности типа «вперёд — назад».

Отмеченные особенности М. п. практически одинаковы в мягких и жёстких процессах соударения частиц высоких энергий. Это означает, что процесс перехода партонов (кварков и глюонов) в адроны слабо зависит от способа их образования и имеет универсальный характер, к-рый, вероятно, определяется свойствами вакуума КХД.

Перечисленные закономерности М. п. сначала описывались в рамках мультипериферич. моделей [5]. После открытия партонов кинематика М. п. широко использовалась при создании феноменологич. кварк-глюонных моделей М. п., в к-рых учитывались известные характеристики кварков и глюонов [6, 7]. Нек-рые черты одночастичных инклюзивных процессов в интервале энергий $\sqrt{s} = 5-540$ ГэВ удовлетворительно описываются в модели кварк-глюонных струй [6] и в аддитивной кварковой модели [7]. Параметры в этих моделях находятся из сравнения их с экспериментом. Вычисленные значения этих параметров в рамках КХД пока невозможно из-за сильного взаимодействия кварков на