

ПАРТОНЫ (от лат. pars, род. падеж partis — часть) — общее название составляющих адрона, проявляющихся в процессах с большой передачей импульса (в жёстких процессах), а также в множественных процессах. Модель П. предложена Р. Фейнманом (R. Feynman) в 1969 для объяснения различия в характере поведения сечений высокоэнергетич. упругого рассеяния и глубоко неупругого рассеяния электрона на протоне на большие углы: упругий процесс происходит как на протяжённом объекте, а глубоко неупругий — как на точечном. Фейнман объяснил это различие, предположив, что протон состоит из точечных частиц — П., к-рые проявляются во взаимодействиях лишь при больших переданных импульсах (т. е. на малых расстояниях). Дальнейшее изучение партонной модели и сопоставление её предсказаний для жёстких процессов с экспериментом позволило отождествить П. с кварками и глюонами, взаимодействие к-рых описывается квантовой хромодинамикой (КХД).

Согласно кварковой модели, адрон состоит либо из трёх кварков, либо из кварка и антикварка. В квантовой теории поля из-за эффекта поляризации вакуума каждый кварк (антикварк) окружён облаком глюонов и кварк-антикварковых пар. Вследствие этого релятивистский адрон в модели П. представляется как когерентная совокупность бесконечного числа кварков, антикварков и глюонов. При этом разность чисел кварков и антикварков каждого типа (аромата), т. е. число валентных кварков, конечно и определяет аддитивные квантовые числа адрона (электрич. заряд, странность, барионное число и т. д.). Так, протон содержит два валентных *u*-кварка, один валентный *d*-кварк, а также море кварк-антикварковых пар (т. н. морских кварков и антикварков) и глюонов.

Каждый нач. адрон участвует в реакциях лишь одним, активным, П., несущим (приближённо, с точностью до M^2/Q^2 , где M — масса адрона, а $Q^2 \gg M^2$ — квадрат характерной передачи 4-импульса в жёстком процессе) нек-рую долю x продольного 4-импульса P адрона (используется система единиц, в к-рой $c = 1$). Т. о., 4-импульс k партона равен: $k = xp + k_T$, где k_T — поперечная составляющая 4-импульса П. [$(pk_T) = 0$]. Плотность числа П. сорта a в адроне A наз. функцией распределения $f_{a/A}(x)$.

Рассеянные, активные, П. и непроизводимые в процессе «остатки» нач. адронов (совокупность пассивных П., или П.-спектаторов, от англ. spectator — наблюдатель) превращаются в струи адронные, имеющие тот же импульс, ср. электрич. заряд, барионное число и др. сохраняющиеся квантовые числа (за исключением цвета), что и породивший их П. (или остаток адрона). Плотность распределения числа адронов A в струе по долям z продольной компоненты 4-импульса (относительно 4-импульса исходного партона a) описывается функцией фрагментации $D_{A/a}(z)$.

Напр., глубоко неупругий процесс рассеяния электрона на протоне выглядит в модели П. след. образом. Электрон с 4-импульсом l упруго рассеивается на П. с 4-импульсом xp и приобретает 4-импульс l' (рис. 1; γ^* — виртуальный фотон). Далее рассеянный П. и пассивный остаток протона превращаются в две адронные струи, одна из к-рых летит в направлении виртуального фотона, а другая — в направлении первичного протона. Т. к. соударение упругое, то массы начального и конечного П. равны, т. е. $(q + xp)^2 = x^2 p^2$, где $q = l' - l$ — переданный партону 4-импульс. Отсюда следует, что рассеивающийся электрон взаимодействует только с П., несущим долю x импульса, равную $x = Q^2/2(pq)$, где $Q^2 = -q^2$. Если $f_{a/p}(x)$ — число таких П. сорта a в протоне p , а e_a — заряд партона a (в единицах элементарного электрич. заряда), то дифференц.

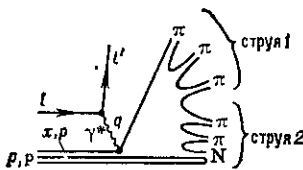


Рис. 1.

сечение глубоко неупругого рассеяния (ГНР) равно:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \sum_a \left(\frac{d\sigma}{dQ^2} \right)_{\text{упр}} f_{a/p}(x),$$

где $(d\sigma/dQ^2)_{\text{упр}} \sim \alpha e_a^2/(Q^2)^2$ — сечение упругого рассеяния электрона на точечной частице ($\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры). Т. о., структурные функции ГНР в модели П., в отличие от формфакторов упругого рассеяния, зависят только от отношения $Q^2/2pq$.

Аналогично ГНР рассматриваются и др. жёсткие процессы, напр. рождение пары мюонов с большой относительной энергией в адрон-адронном соударении, $A + B \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$, где X — совокупность вторичных адронов (рис. 2, а) или рождение адрона (С) с большим поперечным отношением оси соударения импульсом, $A + B \rightarrow C + X$ (рис. 2, б; g — глюон). Сечение каждого из

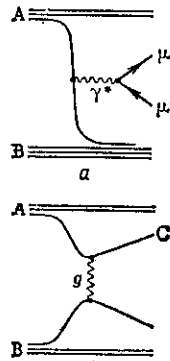


Рис. 2.

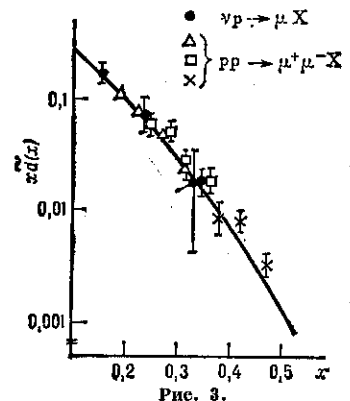


Рис. 3.

них определяется ф-циями распределения П. в исходных адронах A и B и ф-цией фрагментации рассеянного П. в конечный адрон C , к-рые не зависят от вида процесса, и сечениями партонных подпроцессов — аннигиляцией П. и (морского) антипартона в пару $\mu^+\mu^-$ в первом случае и П.-партонным рассеянием — во втором. Т. о., модель П. даёт возможность установить связь между сечениями разл. процессов. В качестве иллюстрации на рис. 3 приведено сравнение распределений антикварков \bar{d} в протоне, полученных из процессов ГНР нейтрино на протоне и рождения пары.

Модель П. используется также для феноменологич. описания инклюзивных сечений рождения мезонов M с малыми поперечными импульсами в области фрагментации и ионизации множественных процессов. В качестве подпроцессов используется реакция слияния кварка (или антикварка) фрагментирующего адрона с антикварком (кварком) из моря второго адрона (рис. 4, а) или из вакуума (рис. 4, б), а дифференц. сечение пропорц. распределению кварков в фрагментирующем адроне в первом случае и произведению соответствующих распределений — во втором. Сам же подпроцесс слияния характеризуется нек-рой феноменологич. константой.

Равенство аддитивных зарядов адрона и его импульса сумме зарядов и продольных составляющих импульсов П. и аналогичное равенство для адронов партонной струи приводит для ф-ций распределения и фрагментации к зарядовым и импульсным правилам сумм:

$$\sum_a e_a \int_0^1 f_{a/A}(x) dx = C_A; \quad \sum_a C_A \int_0^1 D_{A/a}(z) dz = C_a; \quad (1)$$

$$\sum_a \int_0^1 x f_{a/A}(x) dx = 1; \quad \sum_a \int_0^1 z D_{A/a}(z) dz = 1, \quad (2)$$