Краткие сообщения по физике № 1-1989 г.

УДК 539.126

ОБ ЭКСКЛЮЗИВНЫХ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЯХ И ИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРАХ АДРОНОВ ВБЛИЗИ X = 1

И.И. Ройзен

Эксклюзивные распределения валентных кварков в пионе и протоне выражены через кварковые инклюзивные структурные функции вблизи x = 1. На этой основе найдена связь последних с инклюзивными спектрами быстрых адронов в πp- и pp-взаимодействиях при произвольных передачах поперечного импульса.

В приближении квазинезависимого движения валентных кварков * внутри адронов (пионов и протонов) по их инклюзивным структурным функциям можно восстановить соответствующие двумерные эксклюзивные распределения (кварка и антикварка в пионе и uu-дикварка и d-кварка в протоне) /1/. Однако в релятивистской системе упомянутое приближение не может быть физически оправданным, если валентные кварки аккумулируют на себе слишком большую долю энергии адрона $x > x_c \cong 1$, так как эти состояния дополнительно подавлены вследствие существенного влияния других степеней свободы — глюонов и морских частиц, на долю которых тоже должна остаться некоторая неисчезающая часть фазового объема **.

Последние, будучи малоэнергичными частицами, легко рождаются и исчезают, т.е. их число неопределенно. Поэтому естественно ожидать, что для мезонов без открытого аромата (т.е. с одинаковым инклюзивным распределением обоих кварков) в этой области фазового объема определяющей должна быть зависимость эксклюзивной функции распределения от суммарной энергии $1 - x$, приходящейся на долю этих частиц (или же, что эквивалентно, от суммарной энергии валентных кварков x). Все дальнейшее рассмотрение опирается на эту основную гипотезу.

Если рассмотреть пион (для конкретности π^0-мезон), то в предельно упрощенном приближении можно написать следующее уравнение

$$q_\pi(x, k_{1T}^2) = \Theta(x_c - x_1) \int_0^{x_c - x_1} dx_2 \int d^2k_{2T} \varphi_\pi(x_1, k_{1T}^2) \varphi_\pi(x_2, k_{2T}^2) + \Theta(x_c - x_1) \int_{x_c - x_1}^{1 - x_1} dx_2 \int d^2k_{2T} \times$$
$$\times \chi_\pi(x_1 + x_2, k_{1T}^2, k_{2T}^2) + \Theta(x_1 - x_c) \int_0^{1 - x_1} dx_2 \int d^2 k_{2T} \chi_\pi(x_1 + x_2, k_{1T}^2, k_{2T}^2), \tag{1}$$

связывающее инклюзивную структурную функцию валентного кварка $q_\pi(x_1, k_{1T}^2)$, который обладает долей энергии x_1 и поперечным импульсом k_{1T}, с двумерным (и в этом смысле эксклюзивным) распределением валентных кварков

$$(q\bar{q})_\pi(x_1, x_2, k_{1T}^2, k_{2T}^2) = \Theta(x_c - x_1 - x_2) \varphi_\pi(x_1, k_{1T}^2) \varphi_\pi(x_2, k_{2T}^2) + \Theta(x_1 + x_2 - x_c) \chi_\pi(x_1 + x_2, k_{1T}^2, k_{2T}^2). \tag{2}$$

---

* Под этим понимается, что взаимная обусловленность движения этих кварков привносится только требованием сохранения энергии, т.е. их полная энергия не должна превосходить энергии (массы) адрона.

** Вопрос о возможной зависимости параметра x_c от их поперечного импульса обсуждается ниже. Пока мы считаем $x_c = \text{const}$.

Решая уравнение (1) при $x > x_c$, получаем*

$$\int \chi_\pi(x, k_{1T}^2, k_{2T}^2)\, d^2 k_{2T} = -q'_\pi(x, k_{1T}^2) \equiv -\frac{d}{dx} q_\pi(x, k_{1T}^2), \tag{3}$$

после чего сразу же вычисляется второй член в правой части (1) (он равен $q_\pi(x_c, k_{1T}^2) - q_\pi(1, k_{1T}^2)$),и решение уравнения для функции $\varphi_\pi(x_i, k_{iT}^2)$, входящей в (2), при $x_1 + x_2 < x_c$ находится методом, развитым в работе /1/. В случае мезонов, состоящих из различных по массе кварка и антикварка (в этом смысле не нужно делать различия между кварками u и d), с подавляющей вероятностью встречаются конфигурации, когда большая доля энергии приходится на тяжелый кварк H (по сравнению с конфигурациями, когда такой энергией обладает легкий кварк L). Поэтому при описании таких мезонов с помощью уравнения (1) следует понимать под $q(x_1, k_{1T}^2)$ инклюзивную структурную функцию тяжелого кварка $q_H(x_1, k_{1T}^2)$, а два первых члена в правой части (1) объединить в один:

$$\Theta(x_c - x_1) \int_0^{1-x_1} dx_2 \int d^2 k_{2T} \varphi_H(x_1, k_{1T}^2) \varphi_L(x_2, k_{2T}^2).$$

Для нуклонов (для конкретности протонов) нет нужды выписывать уравнения типа (1) полностью (хотя в рамках сформулированных выше приближений это можно сделать); представляет интерес только та часть, которая отвечает суммарной энергии валентных кварков $x = x_1 + x_2 + x_3 > x_c \cong 1$:

$$q_p(x_1, k_{1T}^2) = \Theta(x_1 - x_c) \int_0^{1-x_1} dx_2 \int_0^{1-x_1-x_2} dx_3 \int d^2k_{2T} d^2 k_{3T} \chi_p(x_1 + x_2 + x_3, k_{1T}^2, k_{2T}^2, k_{3T}^2),$$

где $q_p(x_1, k_{1T}^2)$ – инклюзивная структурная функция u-кварка (либо любого из трех валентных кварков u, u, d, если u-кварки не являются, в среднем, более энергичными). Отсюда

$$\int \chi_p(x, k_{1T}^2, k_{2T}^2, k_{3T}^2)\, d^2k_{2T} d^2k_{3T} = q''_p(x, k_{1T}^2). \tag{4}$$

Используя соотношения (3), (4), можно проследить определенную взаимосвязь между инклюзивными распределениями валентных кварков $q_\pi(x, p_T^2)$ и $q_p(x, p_T^2)$, с одной стороны, и соответствующими распределениями $(q\bar{q})_\pi(x = x_1 + x_2, p_T^2)$ и $(qqq)_p(x = x_1 + x_2 + x_3, p_T^2)$ рассматриваемой как целое системы валентных кварков (двух в случае пиона и трех в случае протона), с другой, при $x > x_c \cong 1$. Продемонстрируем это на примере пиона:

$$(q\bar{q})_\pi(x, p_T^2) \cong 2\pi \int \chi_\pi(x_1 + x_2, k_{1T}^2, k_{2T}^2)\, \delta(x - x_1 - x_2)\, \delta^2(p_T - k_{1T} - k_{2T})\, dx_1 dx_2 d^2k_{1T} d^2k_{2T} \cong$$

$$\cong (1/4) \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ip_T\omega} \left\{ \int \chi_\pi(x, k_{1T}^2, k_{2T}^2)\, e^{i(k_{1T} + k_{2T})\omega} (k_{1T} + k_{2T})^{-1} dk_{1T}^2 dk_{2T}^2 \right\} d\omega \cong \tag{5}$$

$$\cong \int_{|\omega| < (2\langle k_T \rangle)^{-1}} e^{-ip_T\omega}\, \Phi(x, \omega) d\omega,$$

где $\Phi(x, \omega)$ – выражение, стоящее в фигурных скобках, в котором опущен множитель $\exp[i(k_{1T} + k_{2T})\omega]$, а $\langle k_T \rangle$ определяется параметром, обрезающим распределение кварков $\chi_\pi(x, k_{1T}^2, k_{2T}^2)$ по их поперечным импульсам. Мы также воспользовались этим обрезанием, чтобы оценить интеграл по поперечному фазово-

*При этом формально оказывается, что решение существует только при условии $q_\pi(1, k_{1T}^2) \equiv 0$, что хотя и представляется физически разумным, все же является следствием грубости приближения.

му объему, ограничившись только конфигурацией $p_T \parallel k_{1T} \parallel k_{2T}$. В то же время, согласно (3),

$$-q'_\pi(x, p_T^2) \cong \pi \int \chi_\pi(x, k_{1T}^2, k_{2T}^2)\,\delta(p_T - k_T)\,dk_{1T}^2 dk_{2T}^2/2k_{1T} \cong 2 \int\limits_{|\omega|<(<k_T>)^{-1}} e^{-ip_T\omega}\,\Phi(x,\omega)d\omega. \quad (6)$$

Сравнивая оценки (5) и (6) и считая распределение $\chi_\pi(x, k_{1T}^2, k_{2T}^2)$ как функцию k_{1T} и k_{2T} достаточно гладким, мы видим, что с точностью до слабо зависящего от p_T множителя (который в интервале $0 \leqslant p_T < < \infty$ изменяется не более чем в несколько раз) имеет место пропорциональность

$$-q'_\pi(x, p_T^2) \sim (q\bar{q})_\pi(x, p_T^2). \quad (7)$$

Поскольку эти оценки получены при $x > x_c \cong 1$, естественно попытаться сопоставить их со свойствами неупругой дифракции при высоких энергиях. В области фрагментации адрона h сечение рождения адрона h' с долей энергии x и поперечным импульсом p_T должно быть пропорционально инклюзивной вероятности обнаружить в адроне h группу кварков (партонов) с квантовыми числами адрона h и суммарными значениями x и p_T. Другими словами, вычисление этой вероятности результативно эквивалентно вычислению свертки структурной функции кварка с соответствующей функцией фрагментации. Эксклюзивное сечение фрагментации адрона h в самого себя (т.е. без рождения новых частиц, а лишь с изменением кинематических характеристик) пропорционально квадрату соответствующего формфактора $F_h^2(p_T^2)$. Таким образом, следует ожидать, что сечение однократной неупругой дифракции $d^2\sigma/dx\,dp_T^2$ (или, что то же, инклюзивный спектр лидирующих частиц с $x \to 1$) в процессах типа $\pi + N \to \pi + X$ (N – любой адрон) пропорционально $F_\pi^2(p_T^2)(q\bar{q})_\pi(x, p_T^2)$. В то же время, в рамках реджевской феноменологии это сечение пропорционально $F_\pi^2(p_T^2)(1-x)^{1-2\alpha_P(p_T^2)}$, где $\alpha_P(p_T^2)$ – траектория померона. Привлекая (7), получаем при $x > x_c$

$$-q'_\pi(x, p_T^2) \sim (q\bar{q})_\pi(x, p_T^2) \sim (1-x)^{1-2\alpha_P(p_T^2)}. \quad (8)$$

Считая, что $\alpha_P(0) = 1$ и $\alpha_P(\infty) = 0$, получаем (со степенной по $(1-x)$ точностью) $q_\pi(x, 0) \sim \mathrm{const}$ и $q_\pi(x,\infty) \sim (1-x)^2$. Перефразируя все сказанное применительно к лидирующим протонам (реакция $p + N \to p + X$), получим вместо (8)

$$q''_p(x, p_T^2) \sim (qqq)_p(x, p_T^2) \sim (1-x)^{1-2\alpha_P(p_T^2)},$$

откуда $q_p(x, 0) \sim (1-x)$ и $q_p(x,\infty) \sim (1-x)^3$.

Таким образом, предложенный подход позволяет получать известные параметризации /2, 3/ структурных функций валентных кварков при $x \to 1$ и больших p_T и связывать их с поведением этих функций при малых p_T, которое совпало с оценками, полученными для точечных адронов /3/. Кроме того, естественно ожидать, что величина x_c не постоянна, а медленно растет с p_T, так как при этом возрастание поперечного фазового объема компенсирует уменьшение продольного, оставляя неизменным полный объем, приходящийся на глюоны и морские кварки. Этим возможно объясняется экспериментальное указание /4/ на сужение дифракционного пика лидирующих протонов по мере роста p_T.

Автор благодарен Е.Л. Фейнбергу за внимание к работе и плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ройзен И.И. Письма в ЖЭТФ, **44**, 303 (1986).
2. Field R.D., Feynman R.P. Phys. Rev. D., **15**, 2590 (1977).; Nucl. Phys. B, **136**, 1978 (1978).
3. Иоффе Б.Л., Липатов Л.Н., Хозе В.А. Глубоконеупругие процессы. Феноменология. Кварк-партонная модель. М., Энергоатомиздат, 1983, гл. 5.
4. Albrow M. et al. Nucl. Phys. **B51**, 388 (1973): **B54**, 6 (1973); **B56**, 333 (1973).

Поступила в редакцию 29 сентября 1988 г.