

Q^2 -ЗАВИСИМОСТЬ СРЕДНЕЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ В ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ ПРОЦЕССАХ

А.В.Киселев, В.А.Петров

На основе формулы, полученной авторами ранее, вычислена детальная Q^2 -зависимость средней множественности адронов в μp -столкновениях. Результаты согласуются с новейшими экспериментальными данными ЕМС коллаборации.

Изучение процессов множественного рождения при глубоконеупругом рассеянии лептонов на адронах направлено на то, чтобы лучше понять эффективность трансформации энергии в вещество в зависимости от размера области взаимодействия. Последний определяется величиной Q^2 -передачей 4-импульса от начального лептона адрону. Чем больше Q^2 , тем меньше

поперечные размеры области взаимодействия. Из простых соображений, опирающихся на наглядную картину концентрации большой энергии W в малой области пространства, следует ожидать, что в такой ситуации среднее число вторичных частиц будет увеличиваться с ростом Q^2 . Возможно даже, что такое увеличение будет происходить с изменением характера функциональной зависимости от W ¹.

Зависимость средней множественности заряженных адронов $\bar{n}(W^2, Q^2)$ от переменной Q^2 изучалась в νp и $\bar{\nu} p$ столкновениях в интервале энергий $3 < W < 14$ ГэВ (WA21 эксперимент на BEBC). Приведенные в ² экспериментальные данные не противоречат в пределах ошибок слабому росту средней множественности по Q^2 в области $Q^2 > 10$ ГэВ². Однако большие значения самих ошибок в указанном эксперименте не позволяют сделать однозначного вывода о Q^2 -зависимости величины \bar{n} .

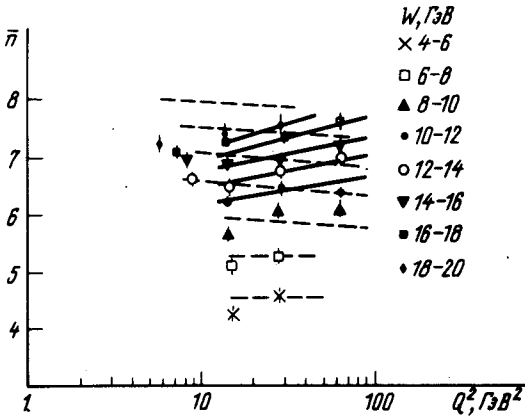


Рис. 1

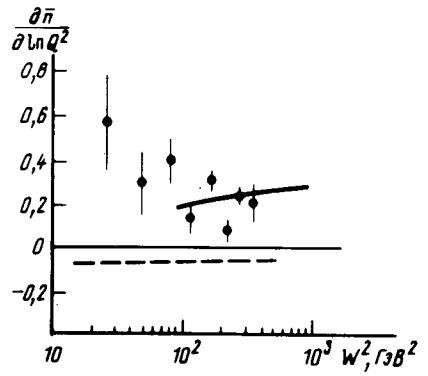


Рис. 2

Новейшие точные измерения средней множественности заряженных адронов в $\mu^+ p$ -взаимодействии, сделанные коллаборацией EMC ³ (эксперимент NA9), показали, что \bar{n} действительно возрастает с Q^2 при фиксированных W из интервала $4 < W < 20$ ГэВ (рис. 1). Производная средней множественности $d\bar{n}/d \ln Q^2$ на указанном интервале обнаруживает тенденцию к убыванию с ростом W при фиксированных Q^2 ³ (рис. 2). В то же время для достаточно больших энергий ($W > 10$ ГэВ) эта тенденция смазывается, а величина $d\bar{n}/d \ln Q^2$ колеблется около среднего значения 0,23. Данные находятся в явном противоречии, например, с популярной моделью LUND, дающей убывание \bar{n} с ростом Q^2 ³. На рис. 1, 2 предсказания модели LUND показаны пунктирными кривыми.

В работе ⁴ была предложена следующая формула для n , полученная в ⁵ на основе пертурбативной КХД

$$\bar{n}(W^2, Q^2) = \bar{n}_{e^+e^-}(W_{eff}^2) + \bar{n}_{diq}, \quad (1)$$

где $\bar{n}_{e^+e^-}$ — средняя множественность адронов в e^+e^- -аннигиляции, \bar{n}_{diq} — вклад "дикварка". Величина \bar{n}_{diq} ограничена сверху не зависящей от Q^2 величиной и является феноменологическим параметром.

Инвариантная масса W_{eff} , идущая на рождение адронов в партонном подпроцессе, определена выражением ⁵:

$$W_{eff}^2 = \frac{\xi(Q^2)}{\xi(Q^2) + n} W^2, \quad (2)$$

где

$$\xi(Q^2) = \frac{4}{3} \int_{Q_0^2}^{Q^2} \frac{dk^2}{k^2} \frac{\alpha_s k^2}{2\pi}$$

— эволюционный КХД-параметр, а n — показатель зануления для распределения u -кварка в протоне.

Формула (1) использовалась в работе ⁴ для описания поведения \bar{n} по переменной W в глуконепругих νp и $\bar{\nu} p$ процессах.

Из (1) следует, что множественность адронов в μp -взаимодействии растет с Q^2 при фиксированных W , поскольку W_{eff} (2) — монотонно растущая функция переменной Q^2 . На рис. 1 сплошными кривыми показаны расчеты по формуле (1) в области ее применимости ($W > 10$ ГэВ) с выбранным значением

$$\bar{n}_{diq} = 2,25. \quad (3)$$

Для $\bar{n}_{e^+e^-}$, начиная с энергий $W = 7 \div 8$ ГэВ, хорошо работает следующая формула

$$\bar{n}_{e^+e^-}(W^2) = 2,85 + 0,09 \exp \sqrt{2,88 \ln W^2 / \text{ГэВ}^2}. \quad (4)$$

Отметим, что зависимость $\bar{n}_{e^+e^-}$ от W^2 и показатель экспоненты в (4) получены в рамках пертурбативной КХД (см., например, ⁶). Из (1) — (4) находим

$$\frac{\partial \bar{n}}{\partial \ln Q^2} = 1,84 \frac{\bar{n} - 5,1}{\ln(\bar{n} - 5,1) + 2,4} \frac{1}{\xi(\xi + n) \ln Q^2 / \Lambda^2}. \quad (5)$$

Из полученного выражения (5) следует, что производная средней множественности $\partial \bar{n} / \partial \ln Q^2$ 1) всегда положительна, 2) возрастает с увеличением W при фиксированных Q^2 .

Вычисления по формуле (5), представленные на рис. 2 сплошной кривой, показывают, что в той области энергий, где применимы формулы (1), (2), они не противоречат экспериментальным данным в пределах ошибок измерений, чего нельзя сказать о модели LUND и схеме дуальной унитаризации, в которой \bar{n} уменьшается с Q^2 ⁷. Теоретическое значение $\partial \bar{n} / \partial \ln Q^2$ возрастает от 0,21 при $W = 10$ ГэВ до 0,25 при $W = 20$ ГэВ. Из (5) следует, что $\partial \bar{n} / \partial \ln Q^2$ будет и далее возрастать с энергией. В частности, для $W^2 = 1000$ ГэВ², предсказывается значение 0,28.

Как видим, предложенные формулы для средней множественности дают четкие качественные и количественные заключения о Q^2 -зависимости $\bar{n}(W^2, Q^2)$. Дальнейшие эксперименты по изучению адронных конечных состояний в глубоконепругих процессах при более высоких W (например, планируемый на гэватроне FМAL эксперимент E 665) дадут, по-видимому, окончательный ответ на вопрос о пригодности тех представлений о "КПД" глубоконепругих процессов, которые были развиты в работах ^{1,4,5}.

Литература

1. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Петров В.А. ЯФ, 1980, 31, 487; ЭЧАЯ, 1983, 14, 493.
2. Schmitz N. Talk at the VII Warsaw Symposium on Elementary Particle Physics, Kazimierz, May, 1984.
3. Saxon D.N. Talk at the Intern. Europhys. Conf. on High Energy Physics, Bari, July, 1985; Arneodo M. et al Preprint CERN-EP/85-143.
4. Киселев А.В., Петров В.А. ЯФ, 1985, 41, 1044.
5. Киселев А.В., Петров В.А. ЯФ, 1983, 38, 1304; Phys. Lett., 1983, 131B, 468.
6. Basseto A., Ciafaloni M., Marchesini G., Mueller A.H. Nucl. Phys., 1982, B207, 189.
7. Ледницки Р. ЭЧАЯ, 1984, 15, 617.

Поступила в редакцию

10 ноября 1985 г.