

ВЕКТОРНЫЕ ПАРТОНЫ?

С.В.Есайбегиан, С.Г.Матинян

Рассмотрена ортодоксальная модель партонов, в которой заряженные составляющие адронов имеют спин единицу.

Показано, что структурные функции глубокого электророждения не имеют скейлинга. Из данных по глубокому электророждению найдена верхняя граница возможного вклада векторных партонов в структурные функции.

Недавние результаты по e^+e^- -аннигиляции в адроны [1], указывающие на рост с энергией отношения сечения этого процесса к сечению аннигиляции в мюонную пару, вызвали обсуждение многочисленных моделей [2], приводящих к более медленному, чем естественное $\sim 1/q^2$, падению сечения процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны.

В [2], в частности, обсуждалось с этой точки зрения рождение пары бесструктурных заряженных векторных мезонов. Еще раньше в работе [3] была изучена возможность вклада таких мезонов в затравочный электромагнитный ток.

Ясно, вместе с тем, что значительный вклад таких частиц в электромагнитный ток адронов или их заметное присутствие среди заряженных партонов должны существенно изменить выводы о скейлинге в глубоком электророждении.

В данной статье рассмотрен вклад заряженных векторных партонов в хорошо известные структурные функции $W_1(q^2, \nu)$ и $W_2(q^2, \nu)$ этого процесса на базе ортодоксальной модели партонов [4, 5].

Эти функции легко выразить через соответствующие вклады $W_{1(2)}(q^2, \nu)$ от партонов [5]

$$W_{1(2)}(q^2, \nu) = \sum_N P_N \sum_{i=1}^N \int f_i^N(x) W_{1(2)}^{(i)}(x, \nu, q^2) dx,$$

где P_N – вероятность конфигурации из N партонов в адроне (протоне), $f_i^N(x)$ дает распределение по доле x продольного импульса протона у i -го партона

$$(0 < |x| < 1, \quad \sum_N P_N = 1, \quad \int f_i^N(x) dx = 1).$$

Тензор $W_{\mu\nu}^{(i)}$, описывающий взаимодействие виртуального фотона с партоном спина единица, легко получить, вычисляя мнимую часть комптон-эффекта тяжелого фотона вперед на этом партоне

$$W_{\mu\nu}^{(i)} = -\frac{1}{2\pi} \text{Im} \frac{1}{3} \epsilon^\alpha(p) \Gamma_{\alpha\beta}^{(i)\mu} \frac{\epsilon_\beta \gamma - \frac{p_\beta p'_\gamma}{M_i^2}}{p'^2 - M_i^2 + i\epsilon} \Gamma_{\alpha'\gamma}^{(i)\nu} \epsilon^{\alpha'}(p).$$

Здесь $\epsilon^\alpha(p)$ – вектор поляризации партона, Q_i – его заряд, M_i – масса, $q - p = p'$.

$\Gamma_{\alpha\beta}^{(i)\mu}$ – вершина взаимодействия фотона с поляризацией μ с партоном, начальные и конечные импульсы и поляризации которого (p, α) и (p', β) соответственно:

$$\Gamma_{\alpha\beta}^{(i)\mu} = -Q_i [\epsilon_{\alpha\beta}(p + p')_\mu - \epsilon_{\alpha\mu} p_\beta - \epsilon_{\beta\mu} p'_\alpha]$$

(мы рассматриваем лишь случай нулевого аномального магнитного момента, что соответствует духу модели партонов – бесструктурных составляющих адронов; выводы о нарушении скейлинга, конечно, не меняются в общем случае).

Вычисление приводит к следующему выражению для $W_{\mu\nu}^{(i)}$:

$$W_{\mu\nu}^{(i)}(p, q) = \frac{Q_i^2}{6} \delta(q^2 + 2pq) \left\{ \left[3 + \frac{(pq)}{M_i^2} \right] (p + p')_\mu (p + p')_\nu - \left[4(pq) + \frac{2(pq)^2}{M_i^2} \right] \left[\epsilon_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{2(pq)} \right] \right\}$$

с учетом этого найдем: $W_1(q^2, \nu)$ и $\nu W_2(q^2, \nu)$:

$$W_1(\nu, q^2) = \frac{1}{3m} \left(1 - \frac{\omega^2 q^2}{4m^2} \right) \sum_N P_N \sum_{i=1}^N Q_i^2 f_i^N \left(\frac{1}{\omega} \right),$$

$$\nu W_2(\nu, q^2) = \left(1 - \frac{q^2 \omega^2}{6m^2} \right) \frac{1}{\omega} \sum_N P_N \sum_{i=1}^N Q_i^2 f_i^N \left(\frac{1}{\omega} \right),$$

где мы ввели бьеркеновскую переменную $\omega = -2\nu m/q^2$ (m — масса протона).

Таким образом, структурные функции глубокого электророждения не имеют в рассматриваемом случае скейлингового поведения в бьеркеновском пределе ($-q^2$, $\nu \rightarrow \infty$, ω — фиксировано). (Отметим, что в литературе часто встречается ошибочное утверждение, что в этом пределе основные члены в νW_1 и νW_2 — скейлинговые, независимо от спина партонов).

Из (1) следует, что $R = (\sigma_L/\sigma_T) \rightarrow 0$ в этом пределе. Этот результат легко понять, рассматривая взаимодействие тяжелого фотона с партоном в брейтовской системе: $p = (xP, 0, 0, xP)$, $p' = (xP, 0, 0, -xP)$, $q = (0, 0, 0, -2xP)$ (P — импульс протона), в которой $q_0 = 0$. При $\nu \rightarrow \infty$ доминируют переходы между поперечными и продольными состояниями векторной частицы; иными словами, преобладают спиральные амплитуды $\phi_{11}; \phi_{0-1}; \phi_{1-1}$ (где в $\phi_{\lambda_1\lambda_2}; \lambda_3$ λ_1, λ_3 — спиральности партона до и после взаимодействия с фотоном со спиральностью λ_2), т. е. $R \rightarrow 0$.

Соотношение (1) позволяет оценить верхнюю границу возможного вклада заряженных векторных партонов (относительно вклада партонов спина 1/2) в νW_2 .

Если принять, что их распределение по x $f_i(x)$ и вероятность P_N такие же по форме, что и для партонов спина 1/2, то из (1) и данных работы [6], в которых можно усмотреть некоторое отклонение от скейлинга (для $\omega = 6$ и $\omega = 12$ и $q^2 = 1 + 3,3 (Гэв/c)^2$) следует, что вклад заряженных векторных партонов в νW_2 не превышает 0,5% вклада партонов, обеспечивающих скейлинг.

Если бы это значение верхней границы было бы истинной величиной вклада векторных партонов в νW_2 , то при $-q^2\omega^2 \approx 250 (Гэв/c)^2$ следовало ожидать существенного нарушения скейлинга в глубоком электророждении.

Проводимые в Батавии эксперименты по глубокому мюонорождению, в принципе, могут в ближайшее время пролить свет на этот вопрос.

Ереванский
физический институт

Поступила в редакцию
19 февраля 1974 г.

Литература

- [1] K. Strauch. Доклад на Международном симпозиуме по взаимодействиям электронов и фотонов высоких энергий, Бонн, 1973.
- [2] J. A. Bjorken. Доклад на Международном симпозиуме по взаимодействиям электронов и фотонов высоких энергий, Бонн, 1973.
- [3] Б.Л.Иоффе, В.А.Хозе. ЯФ, 13, 381, 1971.
- [4] R. P. Feynman, Photon-Hadron Interactions, Benjamin Press, Reading, Massachusetts, 1972.
- [5] J. D. Bjorken, E. A. Paschos. Phys. Rev., 185, 1975, 1969.
- [7] G. M. Miller et al. Phys. Rev. D5, 528, 1973.