

Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 653—656

5 июня 1971 г.

О РОЖДЕНИИ В АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ МЮОННЫХ ПАР С БОЛЬШОЙ ИНВАРИАНТНОЙ МАССОЙ

Э. В. Шурек

Большинство мюонов, не являющихся продуктами распада π - и K -мезонов, вероятно рождаются в тормозных процессах [1, 2]. С ростом инвариантной массы пары (определенной согласно $M^2 = (p_+^\mu + p_-^\mu)^2$) сечение таких процессов быстро падает, для этой области предлагаются другие механизмы рождения пар: двухфотонный [3] и модель векторной доминантности [4]. Однако, вероятно, доминирует процесс аннигиляции виртуальных частиц, составляющих соударяющиеся адроны. Недавно Дрэлл и Ен предложили конкретный расчет такого процесса [5], использующий партонную модель [6]. В настоящей статье приводятся различные дифференциальные распределения для этого процесса, их сравнение с экспериментом [7]; обсуждаются возможности изучения этого процесса на установках со встречными адронными пучками.

Согласно модели [6] эксперименты по неупругому $e p$ -рассеянию [8] можно интерпретировать как некогерентное рассеяние на точечных частицах — партонах. Пусть вероятность найти партон с некоторыми квантовыми числами α и долей полного импульса x есть $f_\alpha(x)$. Тогда сечения $e p$ -рассеяния и $\mu^+ \mu^-$ рождения пропорциональны соответственно $F(x) = \nu W_2(x)$ [6] и $\mathcal{F}(x_1 x_2)$ [5].

$$F(x) = x \sum Q_\alpha^2 f_\alpha(x), \quad \mathcal{F}(x_1 x_2) = \sum Q_\alpha^2 f_\alpha(x_1) f_{\bar{\alpha}}(x_2). \quad (1)$$

Здесь Q_α — заряд, $\bar{\alpha}$ — означает партон с противоположными квантовыми числами. Мы здесь предположили, что спины всех партонов одинаковы (далее будем считать их равными $1/2$). Если предположить что импульсное распределение различных партонов одинаково, т. е. $f_\alpha(x) = p_\alpha \phi(x)$ то эти суммы можно связать:

$$\mathcal{F}(x_1 x_2) = c \frac{F(x_1) F(x_2)}{x_1 x_2}; \quad c = \frac{\sum Q_\alpha^2 p_\alpha p_{\bar{\alpha}}}{(\sum Q_\alpha^2 p_\alpha)^2}. \quad (2)$$

Сравнение с экспериментальными данными [7] показывает, что это предположение хорошо выполняется, а c близко к единице. Точное значение этого параметра определить еще невозможно, в связи с экспериментальными неопределенностями (урановая мишень и т. д.).

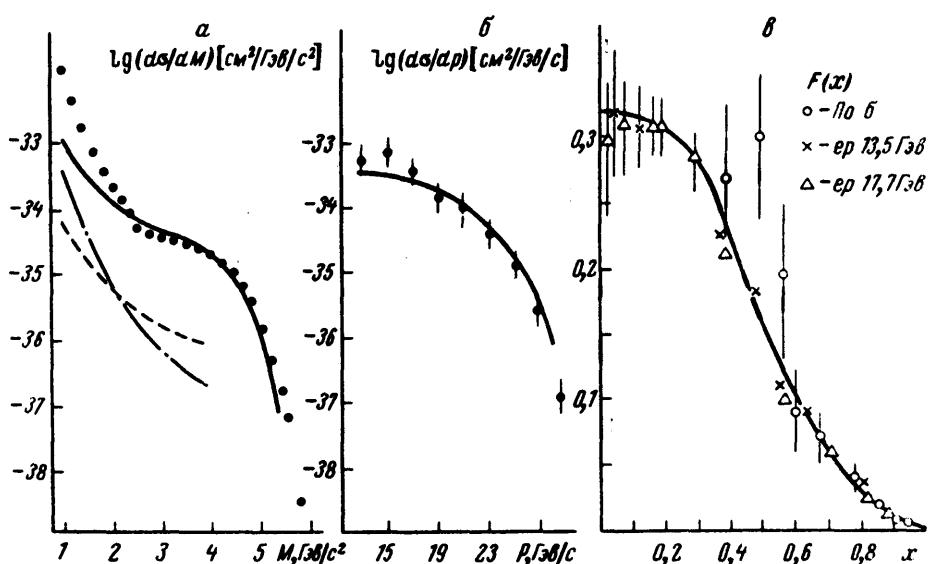


Рис. 1

Отметим, что его величина дает важную информацию о структуре протонов. Некоторая оценка величины c получается в предположении что N сортов заряженных частиц представлены примерно одинаково: $c = [\langle Q^2 \rangle N]^{-1}$, здесь $\langle Q^2 \rangle$ — средний квадрат заряда этих частиц, например, для кварков $c = 3/4$.

Дифференциальное распределение по массе пары M и ее импульсу в лабораторной системе p_L имеет вид: (m — масса протона)

$$d\sigma = \frac{8\pi a^2 c}{3} F\left(\frac{2mp_L}{s}\right) F\left(\frac{M^2}{2mp_L}\right) \frac{dM}{M^3} \frac{dp_L}{p_L}. \quad (3)$$

На рис. 1, а и б приведено распределение по M (проинтегрированное по области $p_L > 12 \text{ Гэв}$) и по p_L (для $M > 1 \text{ Гэв}$). При расчетах использовалось $c = 1$ и $F(x)$, показанная на рис. 1, в. Кроме области малых масс, выходящих за пределы применимости модели, согласие хорошее. Интересно, что при больших p_L согласно (3) корреляция M и p_L практически отсутствует, что отмечено и в [7]. Импульс пары создается практически только за счет налетающего партонна, поэтому $(d\sigma/dp_L) \sim (1/p_L) F(2mp_L/s)$ — импульсному распределению налетающих партонов. Штриховая и штрих-пунктирная кривые на рис. 1, а соответствуют [3] и [4].

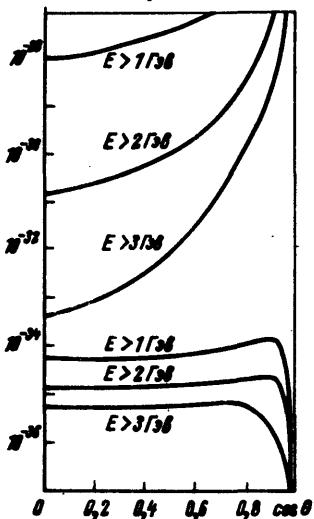


Рис. 2

Изучение процесса $\mu^+ \mu^-$ рождения возможно проводить на установках со встречными адронными пучками, так как фон энергетических распадных мюонов мал в области больших углов. В области $p_{\text{Ц}} M \ll \sqrt{s}$ сечение имеет весьма простой вид $d\sigma = (4\pi a^2 c / 3) F^2(0) (dM/M^3) [dp_{\text{Ц}}/(\sqrt{p_{\text{Ц}}^2 + M^2})]$, где $p_{\text{Ц}}$ — импульс пары в системе центра инерции соударяющихся адронов. Распределение по углам вылета мюонов θ_+ и θ_- в этой системе и поперечному импульсу k_1 (мы пренебрегаем поперечным импульсом пары) имеет вид [$v_{\pm} = \tan(\theta_{\pm}/2)$]

$$d\sigma = \pi a^2 c F\left[\frac{k_1}{\sqrt{s}} (v_+ + v_-)\right] F\left[\frac{k_1}{\sqrt{s}} \left(\frac{1}{v_+} + \frac{1}{v_-}\right)\right] \times \\ \times \frac{(v_+^2 + v_-^2)(1+v_+^2)(1+v_-^2)}{(v_+ + v_-)^6} \frac{dk_1}{k_1^3} d\cos\theta_+ d\cos\theta_-. \quad (4)$$

Рис. 2 показывает сечение процесса, в котором один мюон вылетает под углом θ , а другой попадает в детектор с телесным углом $\Delta\Omega = 0,1$, расположенный вблизи угла $\theta = \pi/2$, с энергией больше пороговой, указанной на рисунке. Бралось $s = 1$; $(1/2)\sqrt{s} = 30 \text{ Гэв}$. Для сравнения приведены угловые распределения пионов с такими же порогами по энергии. Оценка велась исходя из

$$d\sigma = \frac{\sigma_0 N}{a\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2a^2}\right) dx \exp\left(-\frac{p_1}{T}\right) \frac{p_1 dp_1}{T^2},$$

$$\sigma_0 = 40 \text{ мбн}; N = 10; x = \lg \tan(\theta/2); a = 0,6; T = 0,16 \text{ Гэв}.$$

В заключение попытаемся ответить на вопрос: почему аналогичный механизм не дает пионов с большими поперечными импульсами? Пионы подвергаются интенсивному взаимодействию в конечном состоянии, их поперечный импульс определяется скорее конечной, нежели начальной "температурой" системы. Лептоны же, например, μ^+ и μ^- не участвуют в этих процессах и доносят информацию о структуре частиц.

Автор глубоко благодарен С.Т.Беляеву, Л.М.Баркову, И.Ф.Гинзбургу и В.Г.Сербо за весьма полезные обсуждения.

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
20 апреля 1971 г.

Литература

- [1] Е.Л.Фейнберг. Изв. АН СССР, сер. физ., 34, 1987, 1970.
- [2] S.Berman, D.Levy, T.Neff. Phys. Rev. Lett., 23, 1363, 1970.
- [3] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Sov. Phys., 6, 244, 1934; В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург, Г.В.Меледин, В.Г.Сербо. Письма в ЖЭТФ, 12, 349, 1970.
- [4] V.A.Matveev, R.M.Muradyan, N.N.Tavkhelidze. Preprint JINR E2-4968, 1970.
- [5] S.Drell, T.M.Yan. Phys. Rev. Lett., 25, 316, 1970.
- [6] J.Rjorken, E.Paschos. Phys. Rev., 185, 1975, 1970.
- [7] J.H.Christenson et al. Phys. Rev. Lett., 25, 1523, 1970.
- [8] W.K.H.Panofsky. Proceedings of the 14-th International Conference on High Energy Physics, Vienna, 1968.