

О ПРОЦЕССЕ $\nu + N \rightarrow \nu + l^+ + l^- + (\text{АДРОНЫ})$ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Е. П. Шабалин

Показано, что глубоконеупругое рождение лептонных пар подавлено по сравнению с процессом без адронного сопровождения вплоть до энергии $E > 10^5$ ГэВ.

Процесс прямого рождения лептонных пар в кулоновском поле ядра относится к числу полностью вычисляемых процессов. С самого начала [1] было замечено, что в этом процессе ядерный формфактор играет важную роль, понижая степень роста сечения с энергией. Поэтому представляется интересным, не отыгрывается ли обратно потерянная из-за формфактора степень роста при переходе к глубоконеупругой реакции.

Численные расчеты [2], выполненные для энергии порядка нескольких ГэВ, показали, что сечение с адронным сопровождением существенно меньше сечения без рождения адронов. Является ли это общей ситуацией для всех энергий, или это есть следствие нехватки энергии для полноценного развития адронной струи при начальной энергии порядка ГэВ? Этот вопрос важен еще и в том отношении, что в случае быстрого роста глубоконеупругого сечения, рассматриваемый механизм мог бы служить источником некоторой части так называемых дилептонных событий. В данной заметке, на основе приближенного, но хорошо работающего метода [3, 4] в аналитическом виде получен ответ на данный вопрос. Приближение состоит в замене квадрата матричного элемента, отвечающего лептонной вершине диаграммы рис. 1, сечением фотопроцесса

$$\nu + \gamma \rightarrow \nu + l^+ + l^-,$$

которое в случае рождения мюонной пары есть [3]¹⁾

$$\sigma_{\Phi} = \begin{cases} \frac{4\alpha G^2}{9\pi^2} w^2 \left(\ln \frac{\sqrt{w^2}}{\mu} - \frac{65}{48} \right), & w \gg \mu \\ \frac{2^{15/2} \alpha G^2}{\pi^2 7!!} w^2 \left(\frac{w - 2\mu}{w} \right)^{7/2}, & w \gtrsim 2\mu \end{cases}, \quad (1)$$

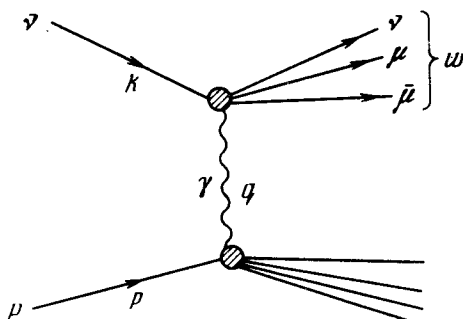
где w — суммарный 4-импульс конечных лептонов. Сечение глубоконеупругого процесса на протоне описывается формулой

$$d\sigma_{\text{неуп}} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{d\Delta^2}{\Delta^2} \frac{\nu W_2(x, \Delta^2)}{x} dx \sigma_{\Phi} \times$$

¹⁾ В работе [3] в этих формулах потерян фактор 2. •

$$\times \left\{ \frac{1}{w^2 + \Delta^2} - \frac{w^2 + \Delta^2}{4E^2\Delta^2} - \frac{1}{2mEx} + \frac{w^2 + \Delta^2}{8m^2E^2x^2} \right\} dw^2, \quad (2)$$

где m — масса протона, $\Delta^2 = -q^2$, $x = \Delta^2/2mq_0$, E — лаб. энергия начального нейтрино, $\nu W_2(x, \Delta^2)$ — структурная функция глубоконеупругого рассеяния.



В случае, если взаимодействие с протоном происходит упруго, то аналогичная формула для сечения, полученная в пренебрежении аномальным магнитным моментом, есть

$$d\sigma^{y\Pi} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{d\Delta^2}{\Delta^2} F^2(\Delta^2) \sigma_{\Phi} \left\{ \frac{1}{w^2 + \Delta^2} - \frac{w^2 + \Delta^2}{4E^2\Delta^2} - \frac{1}{2mE} + \frac{w^2 + \Delta^2}{8m^2E^2x^2} \right\} dw^2, \quad (3)$$

где $F(\Delta^2)$ — формфактор протона.

Чтобы понять, какой выигрыш в энергетическом росте сечения происходит при исчезновении формфактора, рассмотрим результат интегрирования первого (он является основным) члена в фигурных скобках формулы (3). Для простоты возьмем формфактор в виде,

$$F(\Delta) = \begin{cases} 1, & \Delta \leq \Delta_0 \\ 0, & \Delta > \Delta_0 \end{cases},$$

а также, замечая, что в широкой области значений $\sigma_{\Phi} \sim w^2$, вместо точного значения σ_{Φ} подставим $\tilde{\sigma}_{\Phi} = cw^{2.1}$. Тогда

$$\tilde{\sigma} \approx \frac{\alpha c m E}{\pi} \left\{ 4 \ln \frac{\Delta_0 + \sqrt{\Delta_0^2 + 4m^2}}{2m} + \frac{\Delta_0}{m} \left(\sqrt{\frac{\Delta_0^2}{m^2} + 4} - \frac{\Delta_0}{m} \right) \right\}.$$

¹⁾ Такое приближение справедливо только для определения относительной величины сечений (2) и (3).

Из этой формулы следует важный вывод: наличие формфактора приводит лишь к логарифмическому уменьшению степени роста сечения, поскольку

$$\tilde{\sigma} \approx \begin{cases} \frac{2\alpha c m E}{\pi} 2 \frac{\Delta_0}{m}, & \Delta_0 \ll m \\ \frac{2\alpha c m E}{\pi} \left(\ln \frac{2E}{m} - 1 \right), & \Delta_0 = \Delta_{max} = \sqrt{2mE} \end{cases} \quad (4)$$

Поэтому в случае протона, для которого $\Delta_0 \approx m/2$, выигрыш от исчезновения формфактора сводится лишь к появлению множителя $\ln E/m$ в полном сечении. Для того, чтобы процесс рождения лептонных пар в глубоконеупругом взаимодействии превосходил процесс рождения в упругом взаимодействии, необходимо, чтобы фактор $\ln E/m$ превосходил численный малый множитель, возникающий от интегрирования сечения (2) по x . Экспериментальные данные [5] для $E = 270$ ГэВ показывают, что при больших Δ^2 функция νW_2 быстро убывает с ростом x . Для оценок можно воспользоваться приближенным выражением

$$\nu W_2(x) \approx \begin{cases} (0,6 - x), & x \leq 0,6 \\ 0, & x > 0,6 \end{cases} \quad (5)$$

После интегрирования получаем, что глубоконеупругое рождение лептонных пар может превзойти "упругое" рождение пар при условии

$$0,18 \ln \frac{E}{m} > 1. \quad (6)$$

Это условие, однако, не отражает того факта, что в действительности, вместо фотонного сечения в формулы (2) и (3) входит функция $a(x^2, \Delta^2)$, которая лишь при $\Delta^2 = 0$ превращается в фотонное сечение, а при $\Delta^2 \neq 0$, как показывают численные расчеты [6], убывает с ростом

Δ^2 приблизительно как $f = \left(\frac{w^2}{w^2 + \beta \Delta^2} \right)^\gamma$, где β и γ — числа порядка 1^1 .

Учет f был несущественен при вычислении сечения "упругого" рождения, так как формфактор приводил к обрезанию $\Delta_{эфф}^2 \ll w_{эфф}^2$. В случае неупругого рождения $\Delta_{эфф}^2 \sim w_{эфф}^2 \sim Em$, и условие (6) должно быть заменено на условие

$$0,18 < f > \ln \frac{E}{m} > 1. \quad (7)$$

¹⁾ Заключение об убывании $a(w^2, \Delta^2)$ с ростом Δ^2 получается из анализа поведения функции $V_1(\Delta^2)$ и $V_2(\Delta^2)$ работы [6].

Численные расчеты [6] при $E = 20$ ГэВ указывают, что $\langle f \rangle \lesssim 0,5$.
При $\langle f \rangle = 0,5$ получаем $0,09 \ln E/m > 1$, или $E > 6 \cdot 10^4$ ГэВ.

Институт теоретической и
экспериментальной физики

Поступила в редакцию
7 декабря 1978 г.

Литература

- [1] М.А.Кожушнер, Е.П.Шабалин. ЖЭТФ, 41, 949, 1961.
[2] В.В.Макеев, П.Л.Невский, Ю.П.Никитин, Г.В.Рожнов, А.А.Соколов.
ЯФ, 17, 805, 1973.
[3] Е.П.Шабалин. ЖЭТФ, 43, 175, 1962.
[4] W. Czyz, G. C. Sheppey, J. D. Walecka. Nuovo Cim., 34, 704, 1964.
[5] M. Perl. SLAC-PUB-2132, June 1978.
[6] М.С.Маринов, Ю.П.Никитин, Ю.П.Оревков, Е.П.Шабалин. ЯФ, 3, 678,
1966.
-