

ЛЕПТОННЫЙ СПЕКТР ДЛЯ ДИМЮОНОВ ОДНОГО ЗНАКА В НЕЙТРИНО-НУКЛОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Э.А. Чобан

Получено распределение по энергии медленного мюона в рамках квазипартонного механизма в случае образования димюонов одного знака в $\nu_\mu N$ -соударении. Проведено сравнение отношения энергий быстрого и медленного мюонов в этом механизме с экспериментальными данными.

В настоящее время имеется большое число экспериментальных данных ¹⁻⁵, свидетельствующих о рождении димюонов одного знака (однозарядных димюонов) в $\nu_\mu N$ -соударениях. В работе ⁶ было предложено объяснение природы $\mu^-\mu^-$ -событий в $\nu_\mu N$ -взаимодействии в рамках так называемого квазипартонного механизма. Суть этого механизма сводится к тому, что образующийся в партонном субпроцессе $\nu_\mu d \rightarrow \mu_1^- u$ (μ_1^- – быстрый мюон) сильно-виртуальный u -кварк испускает глюон, дающий c, \bar{c} -пару. Далее за счет взаимодействия в конечном состоянии виртуальные u, \bar{c} -кварки, рекомбинируют в $\bar{D}^0 (\bar{D}^{*0})$ -мезон, в результате чего в процессе $\nu_\mu N \rightarrow \mu_1^- \bar{D}^0 (\bar{D}^{*0}) c + \dots$ рождается пара очарованных частиц. Если c -кварк переходит в адроны, а \bar{D}^0 распадается в полуплептонном канале $\bar{D}^0 \rightarrow \mu_2^- \bar{\nu}_\mu X$ (где X – некоторое адронное состояние, а μ_2^- – медленный мюон), то имеем $\mu^-\mu^-$ -событие. В случае $c \rightarrow \mu^+ + \dots$ будет возникать 3μ -событие. Данные, имеющиеся в литературе, позволяют сделать вывод, что ни один из существующих в настоящее время механизмов, помимо рассматриваемого нами, не в состоянии объяснить природу однозарядных димюонов ⁷. Поэтому весьма существенной является проверка предсказаний этого механизма.

Одной из важных характеристик однозарядных димюонов является распределение по энергии медленного мюона μ_2^- . Целью настоящей статьи является получение вида лептонного спектра в случае реакции :

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu_1^- + \mu_2^- + \dots \quad (1)$$

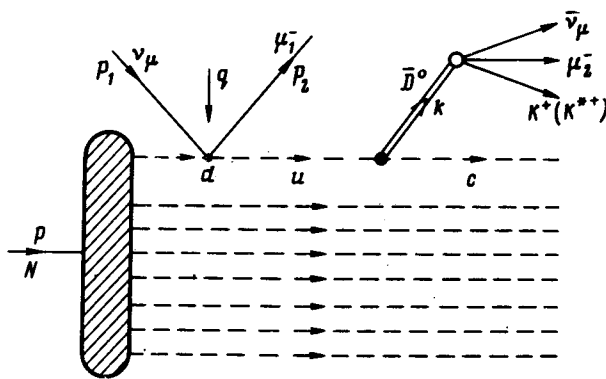


Рис.1. Пример диаграмм процесса (1)

Пример диаграмм, описывающих амплитуду этого процесса, приведен на рис.1 с используемыми ниже обозначениями 4-импульсов. Сформулируем предположения, в которых будем получать вид лептонного спектра. Как показано в работах ^{9, 10}, подавляющий вклад в ширину распада $\bar{D}^0 \rightarrow \mu_2^- \bar{\nu}_\mu X$ дают состояния $X = K^+, K^{*+}$, причем с хорошей точностью можно считать, что $\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow \mu_2^- \bar{\nu}_\mu K^+) \approx \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow \mu_2^- \bar{\nu}_\mu K^{*+})$, и пренебрегать влиянием адронного фактора на вероятность этих распадов. Кроме того, естественно полагать силу большого времени жизни \bar{D}^0 , что его распад происходит из реального состояния (см. рис.1). Учитывая сказанное выше, можем представить лептонный спектр для μ_2^- в реак-

ции (1) в виде:

$$\frac{d\sigma(\mu_1^- \mu_2^-)}{dz} = 4B (c \rightarrow \text{адроны}) B(\bar{D}^0 \rightarrow \mu_2^- \bar{\nu}_\mu X) \int d\tau_{\bar{D}^0} \cdot \quad (2)$$

$$\cdot \frac{d\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu_1^- \bar{D}^0 c + \dots)}{d\tau_{\bar{D}^0}} \frac{dW(\bar{D}^0 \rightarrow \mu_2^- \bar{\nu}_\mu X)}{dz}$$

Здесь $B (c \rightarrow \text{адроны}) \approx 90\%$ и $B(\bar{D}^0 \rightarrow \mu_2^- \bar{\nu}_\mu X) \approx 5\%$ — общепринятые брэнчиingi распадов, указанных в скобках, $d\tau_{\bar{D}^0}$ — фазовый объем в реакции $\nu_\mu N \rightarrow \mu_1^- \bar{D}^0 c + \dots$, $z = E_{\mu_2^-} / (E_h + E_{\mu_2^-})$, где $E_{\mu_2^-}$ и E_h — энергии медленного мюона и конечных адронов в лабораторной системе отсчета, $dW(\bar{D}^0 \rightarrow \mu_2^- \bar{\nu}_\mu X)/dz$ — распределение вероятности полуплептонного распада \bar{D}^0 -мезона, а множитель 4 появляется из-за учета рождения \bar{D}^{*0} -мезона, в реакции $\nu_\mu N \rightarrow \mu_1^- \bar{D}^{*0} c + \dots$ в соответствии с отношением выходов $\bar{D}^{*0} : \bar{D}^0 = 3 : 1$ ^{6,7}. Учтывая сделанные выше предположения, можем записать величину $dW(\bar{D}^0 \rightarrow \mu_2^- \bar{\nu}_\mu X)/dz$ следующим образом:

$$\frac{dW(\bar{D}^0 \rightarrow \mu_2^- \bar{\nu}_\mu X)}{dz} = C \frac{G^2 E^5}{(2\pi)^3} y^5 \left(1 - \frac{\xi}{\eta - 2}\right) z^2 \left\{z - \frac{3m_D^2}{8\omega} \left(1 - \frac{4m_K^2}{3m_D^2}\right) - \right. \quad (3)$$

$$\left. - \frac{(3m_{K^*}^4 - 2m_K^4)}{16z\omega^2} - \frac{m_{K^*}^6}{8z\omega^2(m_D^2 - 4z\omega)} - \frac{[m_D^2(3m_{K^*}^4 - 2m_K^4) + 2m_{K^*}^6]}{64z^2\omega^3} \ln\left(\frac{4z\omega}{m_D^2} - 1\right), \right.$$

где $\omega = (Ey)^2 \left(1 - \frac{\xi}{\eta - 2}\right)$, $y = 1 - E_{\mu_2^-} / E$, $\eta = -\frac{\tilde{q}^2}{2p\tilde{q}}$ ($\tilde{q} = q - k$) $\xi = (E_{\bar{D}^0} / E_u)\eta - 1$

($E_{\bar{D}^0}$ и E_u — энергии \bar{D}^0 -мезона и u -кварка в брейтовской системе отсчета), E — энергия начального нейтрино, $G = 10^{-5} M^2$ (M — масса нуклона), а константа C определяется из условия нормировки выражения (2) на полное сечение $\sigma(\mu_1^- \mu_2^-)$. В работе⁶ было показано, что $d\tau_{\bar{D}^0}$ выражается через переменные $x = -q^2 / 2pq$, y , η , ξ , и получен вид $d\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu_1^- \bar{D}^0 c + \dots)$:

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu_1^- \bar{D}^0 c + \dots)}{dx dy d\eta d\xi} = \left(\frac{G^2 M E}{\pi}\right) \gamma \frac{x[u(\eta x) + d(\eta x)] \text{sign}(\eta - 2)}{32\pi^2 (\eta - 2)^2 \eta^2} \quad (4)$$

$\left\{ \frac{2\eta^2}{(\eta - 1)} (\eta - 2 - \xi) + \frac{(\eta - 2)^2 (1 - y)}{(\xi - 2\epsilon/\eta)} + \xi\eta^2 (1 - y) - (\eta - 2 - \xi)[y(2 - y)\eta + y^2 + 6(1 - y)] \right\}$,

где $\epsilon = \frac{m_D^2}{2MExy}$, а константа γ , связанная с постоянной g_p в вершине перехода $u \rightarrow \bar{D}^0 c$ соотношением $\gamma = g_p^2$, определяется равенством $\gamma = 1,0 \pm 0,2$ ⁷.

Чтобы получить лептонный спектр, необходимо выполнить интегрирование в (2) по x , y , η , ξ при фиксированном z . Нетрудно показать, используя результаты работы⁶, что переменная ξ меняется в пределах $\epsilon \leq \xi \leq (\eta - 2)(1 - m_D^2 z / (m_D^2 - m_{K^*}^2))$. В дальнейшем будем рассматривать лишь область $0,05 \leq z \leq 0,6$, ибо вне этого интервала величина $d\sigma(\mu_1^- \mu_2^-) / dz$ исчезающе мала. Если учесть пороговые условия в партонном субпроцессе $\nu_\mu d \rightarrow \mu_1^- \bar{D}^0 c$ на легком кварке и во всем процессе $\nu_\mu N \rightarrow \mu_1^- \bar{D}^0 c + \dots$ на нуклоне, то для $z \lesssim 0,2$ имеем:

$$1 + \Delta \leq \eta \leq \frac{1}{x} - \delta; \quad \frac{2m_D(m_D + M)}{ME} \leq y(1 - x) \leq \quad (5)$$

$$\leq \frac{(1 - \kappa)}{2ME} \left\{ \frac{(m_D + m_c)^2 (1 - \kappa)}{z^2} + \frac{m_D(m_D + 2M)}{(1 - \kappa - z)} \right\},$$

а в случае $z > 0,2$ будет :

$$1 + \Delta \leq \eta \leq 1 + \Delta \left(\frac{1-\kappa}{z}\right)^2; \quad \frac{(1-\kappa)}{2ME} \left\{ \frac{(m_D + m_c)^2(1-\kappa)}{z^2} + \frac{m_D(m_D + 2M)}{(1-\kappa-z)} \right\} \leq y(1-x) \leq \frac{2m_D(m_D + M)}{ME} \left(\frac{1-\kappa}{z}\right)^2, \quad (6)$$

где введены обозначения:

$$\Delta = \frac{(m_D + m_c)^2}{2MExy}; \quad \delta = \frac{m_D(m_D + 2M)}{2MExy(1-z/(1-\kappa))}; \quad \kappa = m_K^2/m_D^2.$$

Помимо пороговых ограничений (5), (6) необходимо учесть условие применимости формулы (4), связанное с отбрасыванием членов, содержащих m_D^2 :

$$y \geq m_D^2 / (2MEx), \quad (7)$$

а также кинематическое обрезание, имевшее место в экспериментах $E_{\mu_1}^{-}, E_{\mu_2}^{-} > E_{\mu}^{min}$ (далее берем $E_{\mu}^{min} = 4,5$ ГэВ), что приводит к ограничениям

$$y \geq \frac{E^{min}}{Ez}; \quad y \leq 1 - \frac{E^{min}}{E}. \quad (8)$$

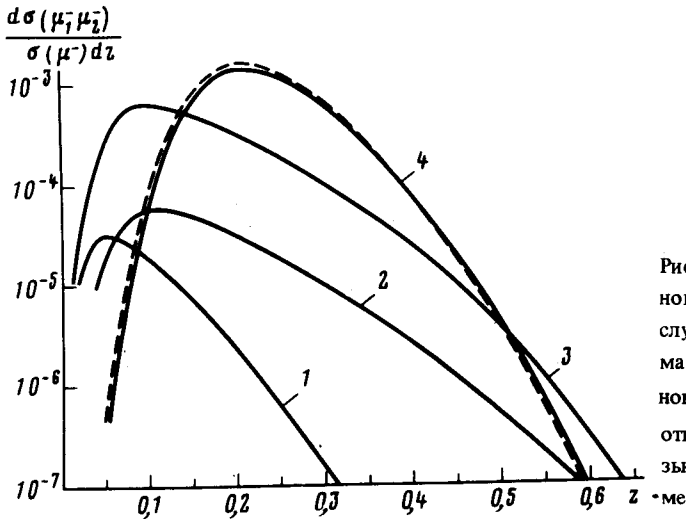


Рис.2. Лептонный спектр для медленного мюона $\bar{\mu}_2$ в реакции (1): 1 - в случае пертурбативного КХД-механизма ¹⁰; 2 и 3 - для механизма, основанного на переходе $\nu_{\mu} \bar{c} \rightarrow \bar{\mu} \bar{b}$ ¹², соответственно с $(c, b)_L$ - и $(c, b)_R$ -связью; 4 - в квазиартонном механизме

Учитывая равенства (2) - (4), интегрируя по пересечению областей (5) - (8) и деля на $\sigma(\bar{\mu}) \equiv \sigma(\nu_{\mu} N \rightarrow \bar{\mu} X) = (0,414 \pm 0,020)(G^2 ME/\pi)$ при $E = 95$ ГэВ ¹¹ для удобства сравнения с другими механизмами, получим искомый лептонный спектр, который приведен на рис.2. Из условий (7), (8) следует, что формула (4) справедлива лишь при $x \geq m_D^2 / 2M(E - E_{\mu}^{min})$, тогда как для сравнения с экспериментом надо интегрировать в (2) по всем x . В силу этого необходимо аппроксимировать наши результаты в область $x \rightarrow 0$, что приводит к неоднозначности в лептонном спектре. Сплошная кривая на рис.2 соответствует аппроксимации $d\sigma(\mu_1 \mu_2)/\sigma(\bar{\mu})dx dz$ в виде константы, а пунктирная - в виде прямой с постоянным углом наклона. К сожалению, в настоящее время отсутствуют экспериментальные данные по лептонным спектрам для медленных мюонов в $\bar{\mu}\bar{\mu}$ -событиях. Поэтому сравним наши результаты с тем, что дают другие механизмы ¹⁰. Как видно из рис.2, пертурбативный КХД-механизм

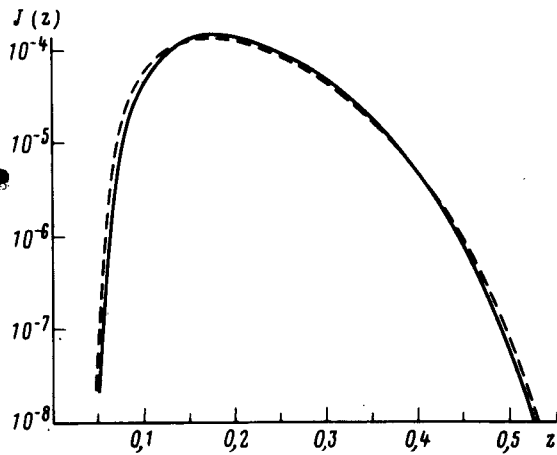


Рис.3. Зависимость величины $J(z)$ (см. пояснения в тексте), необходимой для вычисления $\langle yz \rangle$, от энергии медленного мюона

(помимо того, что предсказываемая им величина $R_{\mu\mu}^{\nu} = \sigma(v_{\mu}N \rightarrow \bar{\mu}\bar{\mu} + \dots) / \sigma(\bar{\mu})$ на два порядка меньше экспериментальной) отвечает слишком мягкому спектру, ибо с ростом z вероятность испускания жесткого глюона резко падает. Механизмы, основанные на рассмотрении subprocessа $\nu_{\mu}\bar{c} \rightarrow \bar{\mu}\bar{b}$ ¹², дают более жесткий спектр. Однако для $(c, b)_L$ -связи $R_{\mu\mu}^{\nu}$ на порядок меньше экспериментальной, а случай с $(c, b)_R$ -связью непривлекателен потому, что основан на пятикварковой модели, противоречащей данным по брэнчингам распада $B \rightarrow \bar{\mu}\bar{\mu}X$ ¹³, и приводит к вектороподобной связи в нейтральных токах. Лептонный спектр, полученный в нашем механизме (КХД-механизме с учетом непертурбативных эффектов), является достаточно жестким и после интегрирования по z приводит к величине $R_{\mu\mu}^{\nu} = (2,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ (где погрешность идет главным образом от $\gamma = 1,0 \pm 0,2$ ⁷), которая хорошо согласуется со средним по всем данным¹⁻⁵ значением $R_{\mu\mu}^{\nu} = (3,0 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$. Если умножить найденную нами величину $R_{\mu\mu}^{\nu}$ на отношение общепринятых брэнчингов $B(c \rightarrow \bar{\mu}^+) / B(c \rightarrow \text{адроны}) = 1/9$, то получим $R_{3\mu}^{\nu} = \sigma(v_{\mu}N \rightarrow \bar{\mu}\bar{\mu}\bar{\mu}^+ + \dots) / \sigma(\bar{\mu}) = (2,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$, а эксперимент⁸ дает для 3μ -событий незлектромагнитной природы $R_{3\mu}^{\nu} = (2,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$. Таким образом, квазиартонный механизм в едином подходе описывает $\bar{\mu}\bar{\mu}$ -события и тримюоны адронного происхождения как следствие ассоциированного рождения очарования. Наконец, получим отношение $\langle E_{\mu_1}^- \rangle / \langle E_{\mu_2}^- \rangle = (1 - \langle y \rangle) / \langle yz \rangle$. Для вычисления $\langle yz \rangle$ рассмотрим функцию $J(z)$, которая находится аналогично лептонному спектру с заменой в (3) y^5 на y^6z . На рис.3 приведены кривые для $J(z)$, соответствующие двум указанным выше аппроксимациям в область $x \rightarrow 0$. Используя эти кривые и учитывая $\langle y \rangle = 0,66$ ⁶, имеем в нашем механизме $\langle E_{\mu_1}^- \rangle / \langle E_{\mu_2}^- \rangle = (3,1 \pm 0,05)$, где погрешность отвечает неоднозначности аппроксимации при малых x . Эксперимент³ дает $\langle E_{\mu_1}^- \rangle = 31,9$ ГэВ, $\langle E_{\mu_2}^- \rangle = 10,6$ ГэВ, т.е. $\langle E_{\mu_1}^- \rangle / \langle E_{\mu_2}^- \rangle = 3,009$. Мы видим, что полученное в квазиартонном механизме отношение энергий быстрого и медленного мюона хорошо согласуется с экспериментом.

Автор глубоко благодарен А.А.Ансельму за полезные обсуждения.

Литература

1. Holder M. et al. Phys. Lett., 1977, В70, 396.
2. Benvenuti A. et al. Phys. Rev. Lett., 1978, 41, 725.
3. De Groot J.G.H. et al. Phys. Lett., 1979, В86, 103.
4. Trinko T. et al. Phys. Rev., 1981, Д23, 1889.
5. Jonker M. et al. Phys. Lett., 1981, В107, 241.
6. Чобан Э.А. ЯФ, 1981, 33, 1107.

7. Чобан Э.А. Материалы XVIII Зимней школы физики ЛИЯФ. Л., 1983, т.2, стр. 61.
8. Hansl T. et al. Nucl. Phys., 1978, В142, 381; Phys. Lett., 1978, В77, 114.
9. Barger V., Gottschalk T., Phillips R.J.N. Phys. Rev., 1977, Д16, 746.
10. Barger V., Keung W. Y., Phillips R.J.N. Phys. Rev., 1982, Д25, 1803.
11. De Groot J.G.H. et al. Z. Physik, 1979, С1, 143.
12. Barger V., Keung W. Y., Phillips R.J.N. Phys. Rev., 1981, Д24, 244.
13. Adeva B. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 799.

Ленинградский
политехнический институт
им. М.И.Калинина

Поступила в редакцию
14 ноября 1983 г.