

СПЕКТРЫ ОДИНОЧНЫХ МЮОНОВ
В ПРОЦЕССАХ $p + N \rightarrow \mu^+ + \mu^- + (\text{АДРОНЫ})$, $W (\rightarrow \mu + \nu) + (\text{АДРОНЫ})$
В РАМКАХ ПАРТОННОЙ МОДЕЛИ

Ю. А. Голубков, А. А. Иванюков¹⁾, Ю. П. Никитин,
Р. В. Рожнов

В связи с поисками промежуточного W -бозона в реакции

$$p + N \rightarrow W^\pm + \text{адроны} \quad (1)$$

на ускорителе ИФВЭ [1] представляется важным провести теоретические оценки ожидаемых сечений процесса (1), в особенности, угловых и энергетических распределений мюонов от распада

$$W^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu. \quad (2)$$

В настоящее время имеются оценки [2, 3] величины полного сечения образования W -бозона в зависимости от его массы m_W в pN -соударениях, основанные на гипотезе сохраняющегося векторного тока и экспериментальных данных о спектре масс пары $\mu^+\mu^-$ в реакции

$$p + N \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \text{адроны} \quad (3)$$

при первичной энергии 29,5 Гэв. Такие же по порядку величины сечения образования W -бозона получаются и на основе партонной модели

¹⁾ Институт физики высоких энергий.

[4]. Предсказания в рамках модели однопионного обмена [5] и других моделей [6] содержат значительные неопределенности. Ниже мы приведем результаты расчетов спектров мюонов в процессах (1) и (3) в рамках кварковой партонной модели (КПМ), развитой в работах [4], где предполагалось, что адроны состоят из валентных кварков (минимально необходимых для конструирования адронов) и "моря" кварк-антикварковых пар. Параметры КПМ были подобраны [4] на основе экспериментальных данных о глубоко неупругом ep -рассеянии и хорошо воспроизводят не только результаты этих экспериментов, но и по порядку величины результаты опыта [3]. Эти успехи позволяют надеяться, что более детальные сведения о процессе (1) и (3), полученные на основе КПМ могут оказаться полезными при проведении соответствующих экспериментов и анализе экспериментальных данных. КПМ предсказывает, что основной вклад в сечение реакции (3) дают процессы аннигиляции точечных кварка и антикварка $q + \bar{q} \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Аналогично, для реакции (1) $q + \bar{q} \rightarrow W \rightarrow \mu + \nu$. При этом импульсы q и \bar{q} направлены практически вдоль импульсов сталкивающихся нуклонов в СЦИ. При этом виртуальный γ -квант и W -бозон также движутся вдоль этого направления. В отличие от работ [4], где пренебрегалось поперечным движением кварков, мы учитываем такое движение, считая, что распределение кварков по поперечным импульсам k_{\perp} имеет вид $(\alpha/\pi) \exp(-\alpha k_{\perp}^2)$, где $\alpha = 8,2 (\text{Гэв}/c)^{-2}$, среднее квадратичное значение $\sqrt{\langle k_{\perp}^2 \rangle} = \sqrt{\alpha^{-1}} = 0,350 \text{ Гэв}/c$.

Партонная модель предполагается справедливой в области больших поперечных импульсов вторичных лептонов ($p_{\perp} > 1 \text{ Гэв}/c$). Поэтому разумно провести вычисления в области углов вылета мюонов θ и энергий в лаб. системе в соответствии с неравенством $p_{\perp} \approx E \sin \theta > 1 \text{ Гэв}/c$.

Очевидно, что полное сечение процесса (3) существенно больше, чем сечение процесса (1) [2], поскольку первый идет за счет электромагнитного, а второй – за счет полуслабого взаимодействия. Однако, ввиду быстрого убывания $d^2\sigma/dEd\Omega$ с энергией мюона в процессе (3) при фиксированных углах вылета мюонов, имеется надежда, что процесс (1) можно выделить на фоне от реакции (3) за счет следующего эффекта: поскольку W -бозон образуется в процессе (3) с импульсом вдоль движения первичного пучка протонов, мюоны от его распада (2) будут распределены по поперечным импульсам по закону

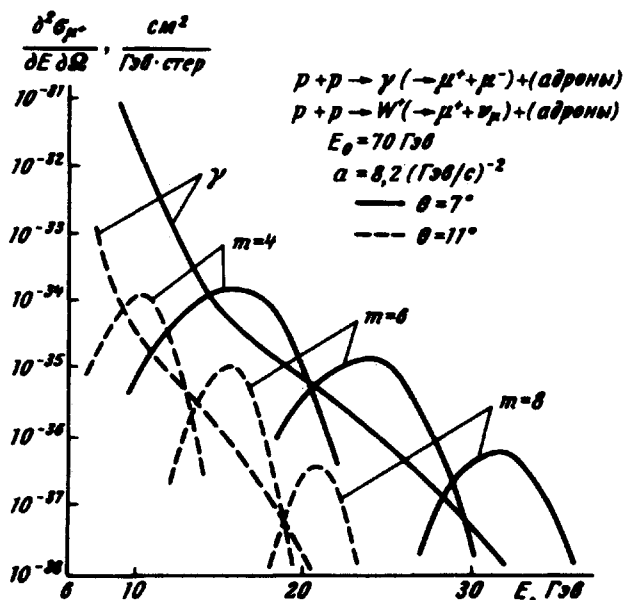
$$\frac{dN}{dp_{\perp}} \sim p_{\perp} \left(\frac{m_W^2}{4} - p_{\perp}^2 \right)^{-1/2} dp_{\perp}, \quad (4)$$

т. е. будут иметь преимущественно $p_{\perp} \approx m_W/2$. Поперечное движение партонных приводит к появлению небольшого поперечного импульса и у W -бозона ($p_{\perp W} \sim \sqrt{2/\alpha}$), что приведет к размытию корневой бесконечности в (4). Энергетические распределения мюонов от W -бозона при фиксированных углах наблюдения θ будут иметь при этом узкие пики вблизи

$$E \approx m_W/2 \sin \theta. \quad (5)$$

Наблюдение таких пиков на фоне падающих спектров мюонов от процесса (3) позволит не только установить факт образования W -бозона, но и

измерить его массу на основе соотношения (5). Этот вывод и соотношение (5) являются весьма общими и не зависят от модели, поскольку основаны на чисто кинематических свойствах распада (2). Что касается фона от распадов $\pi \rightarrow \mu + \nu$, $K \rightarrow \mu + \nu$, то он подавляется ядерной защитой и отделяется на опыте от процессов (3) [1]. На рисунке приводятся результаты расчетов $d^2\sigma/dE d\Omega$ при углах образования мюонов



Энергетические распределения μ^+ -мезонов, образованных в $p+p \rightarrow W^+ (\rightarrow \mu^+ + \nu) + (\text{адроны})$ и $p+p \rightarrow \gamma (\rightarrow \mu^+ + \mu^-) + (\text{адроны})$ соударениях под углами $\theta = 7, 11^\circ$ к направлению налетающего протона с энергией $E = 70 \text{ ГэВ}$ для масс W -бозона, $m = 4, 6, 8 \text{ ГэВ}$

$\theta = 7$ и 11° (угол 9° соответствует расположению оси мюонопровода в опыте [1], апертура мюонопровода $\Delta\theta = \pm 2^\circ$). Из рисунка видно, что W -бозон может быть обнаружен в эксперименте [1], на уровне сечения 10^{-37} см^2 , если его масса $m_W \lesssim 8 \text{ ГэВ}$.

Авторы благодарны Б.А.Долгошеину за поддержку в работе и обсуждение результатов.

Московский инженерно-физический институт
Литература

Поступила в редакцию
13 декабря 1972 г.

[1] Г.Г.Бунатян, Ю.П.Добрецов, Б.А.Долгошеин, Е.Д.Жижин, В.Г.Кириллов-Угрюмов, Ю.П.Никитин. Письма в ЖЭТФ, 9, 325, 1969; Г.Б.Бондаренко, В.И.Гридасов, Ю.П.Добрецов и др., Доклад на Международном семинаре по μ -е-проблемам, М., 1972.

[2] L.M.Lederman, B.G.Pope. Phys. Rev. Lett., 27, 765, 1971; Y.Yamaguchi. Nuovo Cim. 43, 193, 1966.

[3] I.H.Christenson, G.S.Hicks, L.M.Lederman et al., Phys. Rev. Lett., 25, 1523, 1971.

[4] I.Kuti. V.F.Weisskopf. Phys. Rev., D4, 3418, 1971; S.M.Berman, I.D.Bjorken. I.B.Kogut. Phys. Rev. D4, 3388, 1971.

[5] F.Chillton, A.Saperstein, E.Shrauner, Phys. Rev., 148, 1380, 1965; В.Н.Фоломешкин. ЯФ, 7, 837, 1968.

[6] A.I.Sanda. M.Suzuki. Phys. Rev., D3, 2019, 1971.