

КАЧЕСТВЕННЫЕ ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ЛЕПТОНОВ В ПРОЦЕССЕ ОБРАЗОВАНИЯ W -БОЗОНА В НЕЙТРИННОМ ПУЧКЕ

В. В. Макеев, П. Л. Невский, Ю. П. Никитин,
Г. В. Рожнов, А. А. Соколов

В нейтринных экспериментах на ускорителе ИФВЭ планируется поиск промежуточного W -бозона с массами $m \leq 4 + 6 \text{ Гэв}$ [1]. Образование W -бозона в электромагнитном поле нуклона или ядра происходит по схеме



с последующим распадом $W^{+} \rightarrow \ell^{+} + \nu_{\ell}$ ($\ell^{+} \rightarrow \mu^{+}$ или e^{+}). Проведенные недавно численные расчеты дифференциальных спектров μ^{-} и ℓ^{+} лептонов в реакции (1) [2] выявили их качественно различный характер. Физические причины этого различия в работах [2] не обсуждались.

Основной вклад в процесс (1) происходит от области вблизи минимальных передач импульсов q^2 . Это легко увидеть, если проанализировать приближенную формулу для дважды дифференциального сечения процесса (1), полученную методом Вильямса – Вейцеккера [4]:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial s \partial q^2} = \frac{a z^2}{\pi} \frac{(q^2 - q_{min}^2)}{q^4} F^2(q^2) \sigma_{\gamma\nu}(s) s^{-1}, \quad (2)$$

где \sqrt{s} – эффективная масса ($\mu^{-} W^{+}$) – системы (s -система), $\sigma_{\gamma\nu}(s)$ – сечение процесса $\gamma + \nu \rightarrow \mu^{-} + W^{+}$. Сечение (2) имеет максимум при $q^2 \approx 2 q_{min}^2 \approx \frac{s^2}{2E_{\nu}^2}$ с шириной $\sim 2 q_{min}^2$, формфактор $F(q^2) \approx 1$.

Для того, чтобы амплитуда этого максимума не обрезалась формфактором, необходимо выполнение неравенства $3 q_{min}^2 \leq q_{эфф}^2$ (для не когерентного процесса (1) $q_{эфф}^2 \approx 0,71 \text{ Гэв}^2/c^2$), откуда следует ограничение на эффективную область масс $\sqrt{s} \lesssim \sqrt{EM}$. Энергия W в s -системе $E_W^s \sim m_W$, а мюона $E_{\mu}^s \sim (2+3)\mu$.

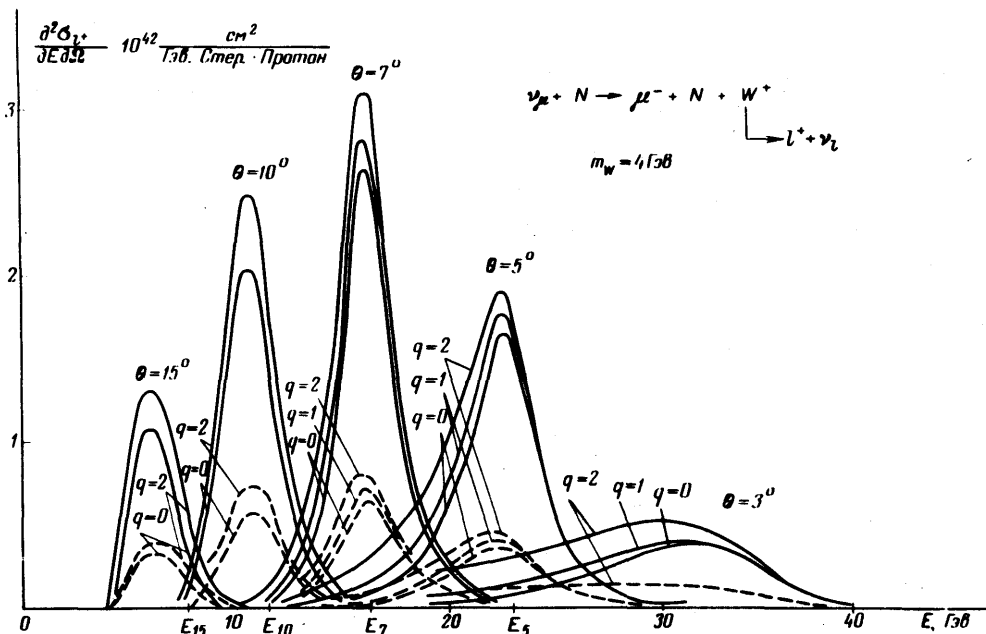
Основной вклад в процесс (1) обусловлен диаграммой, в которой обмен виртуальным фотоном происходит между μ^{-} -мезоном и частицей – мишенью. Поэтому в s -системе мюон рождается в направлении импульса γ -кванта, но в довольно широком интервале углов $\theta_{\mu}^s \lesssim \mu/E_{\mu}^s$, а W -бозон в направлении импульса нейтрино. Скорость s -системы относительно лаб. системы $v = |\mathbf{p}_{\nu} + \mathbf{q}| / (E_{\nu} + q_0) \approx 1 - \frac{s}{2E_{\nu}^2}$ направлена вдоль лаб. импульса нейтрино. Поэтому в лаб.

системе W вылетает в узком конусе углов

$$\theta_W \lesssim \frac{m_W}{E_\nu} \sqrt{\frac{\mu}{m_W} + \frac{m_W^2}{4E_\nu^2}}, \quad (3)$$

унося почти всю энергию нейтрино $E_W \approx m_W / \sqrt{1 - v^2} \approx \frac{m_W}{\sqrt{s}} E_\nu \approx E_\nu$.

Мюон в лаб. системе также вылетает в направлении пучка нейтрино $\theta_\mu \lesssim \sqrt{s} / E_\nu \approx m_W / E_\nu$, но уносит энергию существенно меньшую $E_\mu \sim \mu E_\nu / m_W$.



Энергетический спектр l^+ от распада W^+ с $m = 4 \text{ ГэВ}$, усредненный по спектру нейтрино на протонной мишени (сплошная кривая) и нейтронной мишени (пунктирная) при различных углах θ вылета l^+ и полных магнитных моментах W -бозона g . Черточками по оси E указаны значения $E_\theta = m_W / 2 \sin \theta$

В силу $V - A$ взаимодействия в вершине $\mu\nu W \mu^-$ -мезон поляризован преимущественно против своего импульса в s -системе. Из сохранения спиральности следует, что W^+ будет поляризован тоже против своего импульса. Эта поляризация сохранится и в системе покоя W^+ , так как его скорость в s -системе невелика. В этом случае l^+ -лептоны от распада W^+ рождаются в системе W^+ преимущественно назад. Их угловое распределение имеет вид

$$dN_{l^+} \approx \frac{3}{8} (1 - \cos \theta_{l^+}^*)^2 d \cos \theta_{l^+}^*. \quad (4)$$

С помощью Лоренц-преобразования энергии и угла в лаб. систему из (4) находим распределение ℓ^+ по энергии и углу в лаб. системе

$$dN_{\ell^+} \sim (E_\nu - E_{\ell^+})^2 dE_{\ell^+}, \quad dN_{\ell^+} \sim \frac{(1 - \cos \theta_+)^2}{(1 - \frac{p_W}{E_W} \cos \theta_+)^4} d \cos \theta_+. \quad (5)$$

Из (5) следует, что средняя энергия ℓ^+ -лептона $\bar{E}_{\ell^+} \approx \frac{1}{4} E_\nu$ и средний угол $\bar{\theta}_{\ell^+} \approx \sqrt{3} m_W / E_\nu$.

Если в (4) перейти к распределению по поперечному импульсу лептона $p_\perp \approx (m_W/2) \sin \theta_{\ell^+}^*$, то

$$dN_{\ell^+} \approx 3 \left[\left(1 - \frac{4p_\perp^2}{m_W^2}\right)^{-1/2} + \left(1 - \frac{4p_\perp^2}{m_W^2}\right)^{1/2} \right] \frac{p_\perp dp_\perp}{m_W^2}. \quad (6)$$

Распределение (6) имеет корневую бесконечность при $p_\perp = \frac{m_W}{2}$. Из-за того, что W^+ -бозон рождается не строго вперед, распределение по p_\perp относительно направления импульса первичного нейтрино уже не будет иметь этой особенности, но должен появиться узкий максимум при $p_\perp = m_W/2$. Импульс ℓ^+ от распада W^+ оказывается сильно скоррелированным с углом вылета в лаб. системе

$$p_{\ell^+} \sin \theta_{\ell^+} \approx m_W / 2. \quad (7)$$

Соотношение (7) позволит не только установить существование W -бозона, но и измерить его массу более надежно, чем по полным сечениям выхода пар $\mu^- \ell^+$.

Мы выполнили расчеты дважды дифференциальных сечений рождения μ^- и ℓ^+ -лептонов в процессе (1) и установили: 1) для спектра нейтрино ускорителя ИФВЭ в месте расположения камеры СКАТ [3] основной вклад дает реакция (1) на квазисвободных протонах и нейтронах ядра, 2) когерентное образование W на ядре в случае $m_W = 4 + 6 \text{ Гэв}$ составляет всего $(8 + 3)\%$ в пересчете на нуклон, 3) рождение адронной струи не меняет качественного характера спектров и дает вклад не более $20 + 30\%$, 4) учет фермиевского движения нуклонов увеличивает сечение на $10 + 70\%$ при изменении массы W от 3 до 6 Гэв , 5) пренебрежение массой μ^- меняет полное сечение не более, чем на 5% , а в спектрах ℓ^+ увеличивает амплитуду максимумов на $20 + 30\%$.

Пример расчетов спектров ℓ^+ приведен на рисунке.

Авторы благодарны Е.П.Кузнецову и С.С.Герштейну за поддержку в работе и обсуждение результатов.

Литература

- [1] В.Н.Болотов, Л.Н.Гердюков, С.С.Герштейн и др. Препринт ИФВЭ, СЭФ/СТФ/ОП/СКУ, 68 – 56 – V. Серпухов, 1968.
 - [2] Е.Д.Жижин, Ю.П.Никитин, Г.В.Рожнов, Е.П.Шабалин. ЯФ, 14, 420, 1971; А.В.Берков, Е.Д.Жижин, Ю.П.Никитин, Е.П.Шабалин. ЯФ, 14, 422, 1971.
 - [3] В.И.Воронов, И.А.Данильченко, Р.А.Рзаев, А.В.Самойлов. Препринт ИФВЭ, ОП/СПК, 70–93, Серпухов, 1970.
 - [4] В.В.Соловьев, И.С.Цукерман. ЖЭТФ, 42, 1252, 1962.
-