

О ВОЗМОЖНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ W -БОЗОНА ПО ПОЛЯРИЗАЦИИ МЮОНОВ ОТ РАСПАДА $W \rightarrow \mu + \nu$

Г.Г.Бунамян, Ю.П.Добрецов, Б.А.Долгошеин, Е.Д.Жижин,
В.Г.Кириллов-Угрюмов, Ю.П.Никитин

Наиболее достоверная информация о W -бозоне в настоящее время получена из экспериментов в нейтринном пучке [1, 2]. Из этих экспериментов следует, что если W существует его масса $m_W > 2 \text{ Гэв}$.

Кроме опытов в пучке нейтрино, известны эксперименты по обнаружению W в NN -взаимодействиях [3, 4] (типа $NN \rightarrow NNW$) заключающиеся в поисках энергичных мюонов, вылетающих под большими углами к протонному пучку.

Поиск W -бозона в нуклон-нуклонных взаимодействиях обладает рядом преимуществ по сравнению с опытами в нейтринном пучке: большая величина ожидаемого сечения [5], значительно большая интенсивность и энергия пучка протонов по сравнению с нейтринным пучком. Однако очень тяжелые фоновые условия, связанные с наличием мюонов от $\pi \rightarrow \mu$ -распада, затрудняют проведение таких опытов и их интерпретацию. Поэтому верхний предел сечения рождения W $\sigma_W < 2 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$, полученный в [3], обладает значительной неопределенностью, связанной с оценками фона от $\pi \rightarrow \mu$ -распада.

В данной работе мы хотим обратить внимание на существенно иной метод поиска W среди продуктов протон-ядерных реакций.

Дело в том, что продольная поляризация мюонов от распада $W \rightarrow \mu \nu$ должна иметь другой знак, по сравнению с мюонами от распадов $\pi \rightarrow \mu + \nu$ и $K \rightarrow \mu + \nu$. Приведем формулу для продольной поляризации μ^\pm в системе W^\pm в случае произвольного спинового состояния W^\pm :

$$P(\mu^\pm) = \pm \frac{1 + (3/2)(\vec{\xi} \cdot \vec{n}) + (3/4)c_{nn} - (\mu^2/2m_W^2)(1 - (3/2)c_{nn})}{1 + (3/2)(\vec{\xi} \cdot \vec{n}) + (3/4)c_{nn} + (\mu^2/2m_W^2)(1 - (3/2)c_{nn})}, \quad (1)$$

где $\vec{\xi}$ — поляризация W , $c_{nn} = c_{ab} n_a n_b$, c_{ab} — тензор выстроенности W , \vec{n} — единичный вектор направления импульса, μ — масса мюона, m_W — масса W . Знак соответствует знаку заряда μ^\pm . Из формулы (1) видно,

что практически всегда $P(\mu^\pm) \approx \pm 1$, кроме весьма экзотической ситуации, когда выполняются следующие условия: 1) (ξ_{π}) близко к нулю с точностью $\sim \mu^2/m_W^2$, 2) $c_{nn} = -4/3$ с точностью $\sim \mu^2/m_W^2$. Величина c_{nn} для различных процессов рождения W определяется по формуле

$$c_{nn} = \frac{2}{3} - 2 \frac{|M_{\pi 1}|^2}{|M|^2}, \quad (2)$$

где $M = M1$ – матричный элемент процесса образования W , 1 – вектор поляризации W .

Для того, чтобы $c_{nn} = -4/3$ направление вылета μ в системе W должно строго совпадать с направлением $M/|M|$. Это осуществляется только в том случае, если все частицы, участвующие в процессе, включая мюон, движутся в одном направлении. Кроме того, W рождается в различных реакциях, при этом значение c_{nn} определяется как среднее по всем реакциям и должно по этой причине отличаться от $-4/3$. Приведенные аргументы позволяют утверждать, что $P(\mu^\pm) \approx \pm 1$ с точностью μ^2/m_W^2 . В лабораторной системе продольная поляризация мюонов при $P(\mu^\pm) = \pm 1$ определяется по формуле ($v_\mu \sim c$):

$$P_L(\mu^\pm) \approx \pm 1 - \frac{2\mu^2}{m_W^2} \frac{E_W}{E_\mu} \quad (3)$$

E_W и E_μ – энергии W и μ в лабораторной системе. Из формулы (3) видно, что для мюонов от W с энергией $E_\mu \sim E_W$ кинематическая деполаризация практически отсутствует, т.е. $P_L(\mu^\pm) \approx \pm 1$.

С другой стороны, продольная поляризация мюонов от распада $\pi \rightarrow \mu$ зависит от крутизны спектра родительских пионов. Расчеты спектра пионов при первичной энергии протонов 70 ГэВ на основе различных моделей множественного рождения [6 – 10] показывают, что крутизна спектра пионов обеспечивает $P_L(\mu_\pi^\pm) \approx \pm 1$.

Другие механизмы генерации мюонов ($K \rightarrow \mu$, $\rho \rightarrow \mu^+ \mu^-$, фоторождение и т.д.) дают значительно меньший вклад в поток мюонов по сравнению с $\pi \rightarrow \mu$ -распадом. Поэтому вклад этих механизмов практически не играет роли и возможность опыта по поиску W -бозона определяется фоном от распада $\pi \rightarrow \mu$.

Итак, по сравнению с ранее проведенными опытами [3, 4], предлагаемый метод поиска W в нуклон-нуклонных взаимодействиях обладает значительно большей определенностью благодаря возможности идентификации μ_W по знаку и величине продольной поляризации мюона. Схе-

ма подобного опыта приведена на рисунке. При энергии протонного пучка 70 Гэв оптимальные условия опыта (в смысле фона от $\pi \rightarrow \mu$ -распада) соответствуют углу вылета мюонов $\sim 8^\circ$ при энергии $E_\mu \sim 30 \text{ Гэв}$.

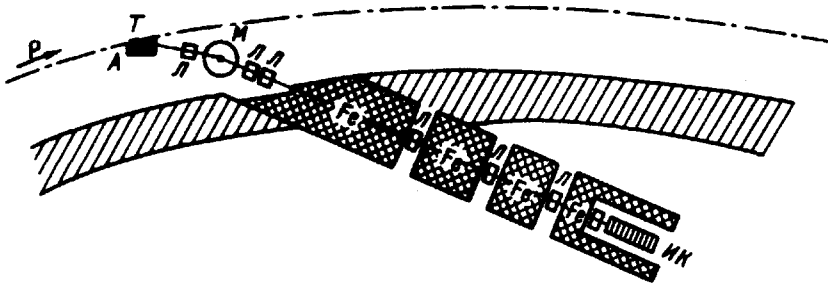


Схема опыта по обнаружению W -бозона во взаимодействиях. p – внутренний протонный пучок ускорителя; T – мишень, A – поглотитель сильновзаимодействующих частиц, L – линзы, M – магнит, Fe – фильтр из железа; $ИК$ – искровая камера

Поляризация мюонов определяется по асимметрии электронов распада после торможения мюонов в железном фильтре и остановки их в пластинках искровой камеры. Полная толщина пластинок искровой камеры соответствует энергетическому интервалу $\Delta E_\mu = 1 \text{ Гэв}$. Фон от $\pi \rightarrow \mu$ -распада сильно подавляется за счет поглощения пионов, рожденных в мишени T , в слое вещества A (толщиной $10 + 20$ ядерных длин), помещенном возможно ближе к мишени M . При увеличении расстояния между мишенью и слоем вещества A установка регистрирует мюоны, рожденные в $\pi \rightarrow \mu$ -распаде, и при этом независимо определяется поляризация μ_π .

Предлагаемый метод позволит надежно идентифицировать рождение W -бозона в нуклон-нуклонных взаимодействиях на ускорителе ИФВЭ ($E_p = 70 \text{ Гэв}$), если сечение рождения $\sigma_W \sim 10^{-36} + 10^{-35} \text{ см}^2/\text{нуклон}$. Предельное значение массы W -бозона при $E_p = 70 \text{ Гэв}$ составляет около 10 Гэв .

В заключение отметим, что предлагаемый метод идентификации W по знаку продольной поляризации μ_W -мезона может оказаться очень удобным при поиске W в νN и γN -взаимодействиях.

Авторы благодарны С.С.Герштейну за обсуждения.

Поступило в редакцию
29 января 1969 г.

Литература

- [1] G. Bernardini et al. *Nuovo Cim.*, **38**, 608, 1965.
- [2] R. Burns et al. *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 42, 1965.
- [3] R. Burns et al. *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 830, 1965.
- [4] R. C. Lamp et al. *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 800, 1965.
- [5] F. Chilton, A. M. Saperstein, E. Shrauner. *Phys. Rev.*, **148**, 1380, 1966.
- [6] G. Cocconi, L. T. Kolster, D. H. Perkins. Berkley. High Energy Physics Study. UCPL. 100022.
- [7] S. Ranft. An Empirical Formula for the Spectra, MPS/Tnt.; MV/EP, 66-4; T. Ranft. Empirical Formula for the Spectra, NPS/Tnt, MV/EP, 66-7.
- [8] G. N. Trilling. UCRL16000, "200 Gev Accelerator Disigh Study," vol I, P XIII-5, 1965.
- [9] T. R. Woyland, T. Bowen. *Nuovo Cim.*, **48**, 3, 663, 1967.
- [10] R. Hagedorn, T. Ranft. Momentum spectra of particles produced in pp -collision. CERN, December 1967; R. Hagedorn. *Nuovo Cim.*, **56A**, 1027, 1968.