

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ МАССЫ W -БОЗОНА НА ВСТРЕЧНЫХ e^+e^- -ПУЧКАХ

В.А.Ковальчук, М.П.Рекало, И.В.Столетний

Вычислен спектр мюонов, образовавшихся в реакциях $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$, $W^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu^-$ и $e^+ + e^- \rightarrow Z + \gamma$, $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Показано, что разделение вкладов этих реакций возможно во всей энергетической области вплоть до порога рождения двух W -бозонов.

В недавнем эксперименте в CERN на $p\bar{p}$ -коллайдере были получены первые указания на существование W -бозона ¹ с массой около 80 ГэВ в согласии с теорией Глэшоу – Вайнберга – Салама (ГВС). Однако при достигнутой на SPS светимости в $p\bar{p}$ -столкновениях можно зафиксировать только факт рождения W -бозона и грубо определить границы его массы ². Поэтому детальное изучение свойств W -бозона, в частности точное измерение его массы, ширины, структуры трех бозонных вершин, станет возможным только на новых e^+e^- -ускорителях LEP ³, ВЛЭПП ⁴, SLC ⁵, а также в γe^- и $\gamma\gamma$ -столкновениях ⁶.

В настоящей статье мы обращаем внимание на то, что измерение инклюзивных спектров мюонов в реакции $e^+ + e^- \rightarrow \mu^- + X$ выше порога рождения пары W -бозонов позволит не только надежно установить сам факт образования W -бозона, но и измерить его массу. Дело в том, что энергетический спектр мюонов от реакции $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$ ($W^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu^-$) имеет характерный максимум при $x = (1 + \beta)/2$, где β – скорость W -бозона в СЦИ пучков, $x = 2\omega / \sqrt{s}$, ω – энергия мюона. В теории ГВС угловые и энергетические распределения мюонов в $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$ ($W^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu^-$) довольно сложны, однако вблизи порога $s \rightarrow 4M_W^2$ возникает простая формула

$$\frac{d\sigma}{d\cos\psi} = \frac{3\beta}{32\sqrt{2}} \frac{\alpha G}{x_W} B(W^- \rightarrow \mu^- \tilde{\nu}_\mu^-) (3 + 2\cos\psi - \cos^2\psi), \quad (1)$$

где ψ – угол между импульсами начального e^- и образующегося μ^- , $B(W^- \rightarrow \mu^- \tilde{\nu}_\mu^-) = \Gamma(W^- \rightarrow \mu^- \tilde{\nu}_\mu^-) / \Gamma_W = 0,08$, Γ_W – ширина W -бозона, $x_W = \sin^2\theta_W$. Из (1) видно, что мюоны летят в основном по импульсу электронов, что обусловлено обменом нейтрино. При этом дифференциальное сечение $e^+ + e^- \rightarrow \mu^- + X$ убывает с ростом угла (рис. 1) при любых s . Независимо от угла ψ энергетические спектры мюонов характеризуются резким

спадом при $x \approx (1 + \beta)/2$, $\beta^2 = 1 - 4\tau$, $\tau = M_W^2/s$, причем при $\beta \ll 1$ спад происходит в интервале $\Delta\omega \approx (\Gamma_W M_W)^{1/2}/2$, а при $\beta \sim 1$ — в интервале $\Delta\omega \approx M_W \Gamma_W / (2\beta \sqrt{s})$. Таким образом, измерив энергию ω_0 , при которой происходит резкий спад спектра (это можно сделать с точностью $\Delta\omega$, $\Delta\omega \approx 0,6$ ГэВ при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ), можно найти массу W -бозона по формуле

$$M_W = (2\omega_0(\sqrt{s} - 2\omega_0))^{1/2}.$$

Точность определения массы $\Delta M_W = \Delta\omega(4\omega_0 - \sqrt{s})/M_W$, т. е. при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ имеем $\Delta M_W/M_W = 0,01$.

В такой постановке эксперимента фоновыми будут процессы $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + Z$ ($Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$), $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$ и $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^-$. Энергетический спектр мюонов от процесса $e^+ + e^- \rightarrow Z + \gamma$ ($Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$) при любом угле ψ имеет два характерных пика при $x = 2\tau_Z / (1 + \tau_Z \mp (1 - \tau_Z) \cos \psi)$, $\tau_Z = M_Z^2/s$, обусловленных большим сечением образования γ -квантов по или против импульса начальных электронов. Однако, как видно из рис. 2, изучение спектра мюонов в $e^+ + e^- \rightarrow \mu^- + X$ позволит разделить вклады реакций $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$ и $e^+ + e^- \rightarrow Z + \gamma$ во всей энергетической области вплоть до порога реакции $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$. Вклад процесса $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$ в спектр мюонов в области $x \sim (1 + \beta)/2$ мал при углах $\psi \gtrsim 30^\circ$ (см. рис. 1 и рис. 2)^{7, 8} фон от процесса $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^-$ при этих x также мал ($\approx 2 \cdot 10^{-39}$ см²/ГэВ).

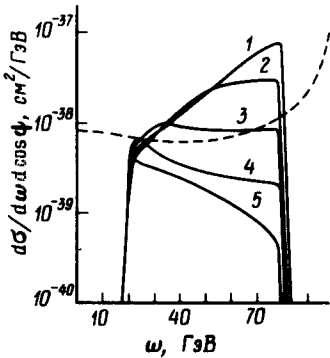


Рис. 1

Рис. 1. Энергетический спектр мюонов от процессов $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$, $W^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$ при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Кривые 1–5 отвечают $\psi = 30, 60, 90, 120$ и 150° , соответственно. Пунктирная кривая отвечает процессу $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$ при $\psi = 30^\circ$ и $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. $x_W = 0,22$, $M_W = 81$ ГэВ, $M_Z = 91$ ГэВ, $\Gamma_W = 2,5$ ГэВ

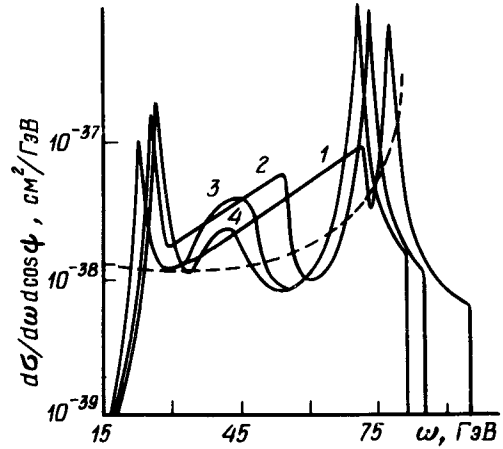


Рис. 2

Рис. 2. Суммарный энергетический спектр мюонов от процессов $e^+ + e^- \rightarrow Z + \gamma$, $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ и $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$, $W^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$ при $\psi = 30^\circ$. Кривые 1–4 отвечают $\sqrt{s} = 190, 170, 164, 162$ ГэВ, соответственно. Пунктирная кривая отвечает процессу $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$ при $\sqrt{s} = 162$ ГэВ. $x_W = 0,22$, $M_W = 81$ ГэВ, $M_Z = 91$ ГэВ, $\Gamma_W = \Gamma_Z = 2,5$ ГэВ

Другим способом определения массы W -бозона в принципе могло бы быть измерение величины $R(s) = \sigma(e^+ e^- \rightarrow \text{адроны}) / \sigma(e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ ⁹. Следует, однако, иметь в виду, что при $\sqrt{s} > M_Z$ основным источником адронов является процесс $e^+ e^- \rightarrow Z + \gamma \rightarrow \text{адроны} + \gamma$ (при этом γ -кванты летят в основном под очень малыми углами к направлению пучков и не могут регистрироваться), сечение которого при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ в 5,8 раз превышает сечение процесса $e^+ e^- \rightarrow W^+ + W^- \rightarrow \text{адроны}$.

Таким образом, относительный вклад в R из-за $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$ мал: $\Delta R/R \approx 0,11$, а значит, для определения массы W -бозона необходимо измерять R с высокой точностью.

Процесс $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ можно зарегистрировать также по четырем кварковым струям¹⁰. Однако, как следует из (1), струи летят, в основном, в направлении, близком к направлению e^+e^- -пучков, и могут перекрываться.

Таким образом, изучение мюонных спектров представляется нам наиболее удобным способом измерения массы W -бозона.

Мы благодарим В.Г.Сербо за полезные обсуждения.

Литература

1. *Armison G., Astbury A., Aubert B. et al.* Phys. Lett., 1983, **122B**, 103.
2. *Halsen F., Martin A.D.; Scott D.M., Dechantsreiter M.* Phys. Lett., 1981, **106B**, 147.
3. Proc. LEP Summer Study, 1979 (Preprint CERN 79-01).
4. *Скринский А.Н.* УФН, 1982, **138**, 3.
5. SLAC-Report-229, 1981, Panofsky P. Report, presented at the 1981, Bonn Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies.
6. *Гинзбург И.Ф., Коткин Г.Л., Сербо В.Г., Тельнов В.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1981, **34**, 514.
7. *Kuraev E.A., Meleidin G.V.* Nucl. Phys., 1977, **B122**, 485; *Baier V.N., Fadin V.S., Khoze V.A., Kuraev E.A.* Phys. Rep., 1981, **78C**, 295.
8. *Brodsky S.J., de Gand T.A., Gunion J.F., Weis J.H.* Phys. Rev. Lett., 1978, **41**, 672.
9. *Llewellyn Smith C.H.* Proc. LEP Summer Study., 1979, p. 35 (Preprint CERN 79-01).
10. *Banner M.* Proc. LEP Summer Study., 1979, p. 595 (Preprint CERN 79-01).

Харьковский
физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
13 июня 1983 г.