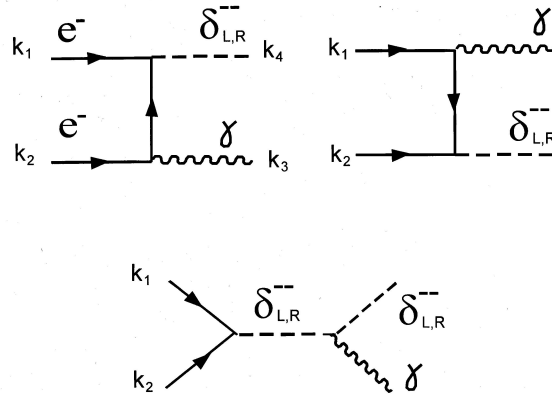


$$e^- + e^- \rightarrow \delta_{L,R}^{--} + \gamma \quad (3)$$

может смягчить условие резонанса $\sqrt{s} = m_\delta$. Процесс (3) имеет место, если $\sqrt{s} > m_\delta$. Здесь $s = (k_1 + k_2)^2$, \sqrt{s} – энергия сталкивающихся пучков в системе центра инерции.



Диаграммы, соответствующие процессу (3).

Первые оценки сечения процесса (3) рассмотрены в [6]. Детальные вычисления поперечного сечения процесса (3) с безмассовыми начальными электронами даны в работе [8].

Однако область малых углов θ между импульсом начального электрона k_1 и импульсом фотона ($|\cos\theta| < |\cos\theta_0|$, где $1 - \cos\theta_0 \ll 1$), в [8] была исключена из рассмотрения. Величина этого предельного угла θ_0 зависит от конструкции детектора. В этой области фотон не может быть обнаружен.

Как мы увидим ниже, эта область малых углов дает существенное увеличение поперечного сечения процесса (3).

В случае безмассовых электронов мы имеем расходимость при $\theta = 0$, и учет конечной массы начальных электронов эту расходимость устраняет.

В данной статье при вычислениях учтено, что масса начальных электронов m_e отлична от нуля.

Процесс (3) с учетом последующих распадов $\delta_{L,R}^{--} \rightarrow e^- e^-$, $\delta_{L,R}^{--} \rightarrow \mu^- \mu^-$, $\delta_{L,R}^{--} \rightarrow \tau^- \tau^-$, $\delta_{L,R}^{--} \rightarrow W_{L,R}^- W_{L,R}^-$ ведет к событиям с нарушениями лептонного числа типа $\mu^- \mu^- \gamma$, $\tau^- \tau^- \gamma$, $W_{L,R}^- W_{L,R}^- \gamma$, которые не могут имитироваться при помощи стандартных фонов.

Распад же $\delta_{L,R}^{--} \rightarrow e^- e^-$ может быть имитирован КЭД-процессом $e^- e^- \rightarrow e^- e^- \gamma$, чье поперечное сечение существенно больше.

Используя формулу (1) взаимодействия $\delta_{L,R}^{--}$ -бозонов с лептонами и вершину $\delta_{L,R}^{--}\delta_{L,R}^{++}\gamma$ [4], получаем следующую калибровочно инвариантную амплитуду процесса (3):

$$M = 2e h_{ee} u^c(k_1) (P_{L,R} \frac{\hat{k}_4 - \hat{k}_1 + m_e}{(k_4 - k_1)^2 - m_e^2} \hat{A} + \hat{A} \frac{\hat{k}_4 - \hat{k}_2 + m_e}{(k_4 - k_2)^2 - m_e^2} P_{L,R} + P_{L,R} \frac{4(k_4 A)}{(s - m_s^2)}) u(k_2). \quad (4)$$

Здесь мы использовали обозначения: A_μ – вектор поляризации фотона, m_e – масса электрона.

Для дифференциального поперечного сечения процесса (3) мы получаем следующий результат:

$$\frac{d\sigma_f}{d\cos\theta} = \frac{\alpha h_{ee}^2}{(s - m_s^2)^2} ((s^2 + m_s^4) \frac{\cos^2\theta}{1 \pm v^2 \cos^2\theta} - 2m_s^2 m_e^2 ((1 + v \cos\theta)^{-2} + (1 - v \cos\theta)^{-2})). \quad (5)$$

Здесь $v = \sqrt{1 - 4m_e^2/s} \approx 1 - 2m_e^2/s$.

В процессе вычислений членами порядка $O(m_e^2/s)$ и выше в числителе можно пренебречь за исключением последних двух членов, пропорциональных m_e^2 в (5), поскольку функции $(1 \pm v \cos\theta)^{-2}$ содержат после интегрирования по $\cos\theta$ сингулярность m_e^{-2} .

В пределе $1 - |\cos\theta_0| \gg 4m_e^2/s$ мы можем положить $m_e = 0, v = 1$ и получить формулу (6) работы [8] для дифференциального поперечного сечения.

Для полного поперечного сечения процесса (3) получаем

$$\sigma_0 = \frac{\alpha h_{ee}^2}{(s - m_s^2)^2} (s^2 + m_s^4) (\ln((1 + \cos\theta_0)/(1 - \cos\theta_0)) - 2\cos\theta_0), \quad (6)$$

Если учесть, что распад $\delta_{L,R}^{--}$ -бозонов в электроны не может быть зарегистрирован из-за наличия больших КЭД-фонов $e^-e^- \rightarrow e^-e^-\gamma$, необходимо рассматривать число событий $L\sigma(1 - B_{ee})$. То есть мы рассматриваем все распады $\delta_{L,R}^{--}$ -бозонов, рожденных в процессе (3), кроме распадов $\delta_{L,R}^{--} \rightarrow e^-e^-$ с брэнчингом B_{ee} . В данной статье предполагается для простоты, что $B_{ee} \ll 1$ и число событий равно $L\sigma$.

В работе [8] представлено число событий $L\sigma_0$ в зависимости от m_s при фиксированной энергии в системе центра инерции \sqrt{s} и годовой светимости $L = 500 \text{ фб}^{-1}$.

Фактор $\ln(s/m_e^2)$ в сечении (6) дает существенное увеличение поперечного сечения по сравнению с поперечным сечением в работе [8]

$$\sigma = \frac{\alpha h_{ee}^2}{(s - m_\delta^2)s^2} ((s^2 + m_\delta^4)(\ln(s/m_e^2) - 2) - 2sm_\delta^2), \quad (7)$$

где, как отмечалось выше, область малых углов $|\cos\theta| < |\cos\theta_0|$ была исключена.

Например, мы получаем $\ln(s/m_e^2) = 27.631; 29.017$ для $\sqrt{s} = 0.5; 1$ ТэВ соответственно. Поперечное сечение (7) \approx в 22-23 раза больше, чем поперечное сечение в работе [8], описываемое формулой (6) при $\cos\theta_0 = 0.9$ и $\sqrt{s} = 0.5; 1$ ТэВ при любых m_δ . При $\cos\theta_0 = 0.99$ данное усиление лежит в пределах 7.4-8.15 при любых m_δ . Например, при $m_\delta = 100; 500; 900$ ГэВ, $\sqrt{s} = 1$ ТэВ, $\cos\theta_0 = 0.9$ имеем $\sigma/\sigma_0 = 23.6; 23.2; 22.75$, при тех же m_δ, \sqrt{s} и $\cos\theta_0 = 0.99$ имеем $\sigma/\sigma_0 = 8.15; 8.01; 7.86$. При $m_\delta = 100; 200; 300; 400; 450$ ГэВ, $\sqrt{s} = 500$ ГэВ, $\cos\theta_0 = 0.9$ имеем $\sigma/\sigma_0 = 22.326; 22.124; 21.839; 21.603; 21.541$, при тех же m_δ, \sqrt{s} и $\cos\theta_0 = 0.99$ имеем $\sigma/\sigma_0 = 7.712; 7.642; 7.543; 7.462; 7.441$.

Численно зависимость сечения σ_0 от m_δ, \sqrt{s} дана в статье [8].

Следует отметить, что вблизи порога в области $\sqrt{s} - m_\delta \propto \Gamma_\delta$ или меньше формулы (5)-(7) неприменимы, в этой области необходимо рассматривать виртуальные $\delta_{L,R}^{--}$ -бозоны с конечной шириной Γ_δ в пропагаторе.

Также необходимо принять во внимание радиационные поправки, сокращающие инфракрасную расходимость в процессе (3) в соответствии со стандартной процедурой сокращения инфракрасных расходимостей (см. например работу [9] и ссылки в ней). В данной статье рассматривается область $\sqrt{s} - m_\delta \gg \Gamma_\delta$.

Наличие фотонов в конечном состоянии с энергией $\varepsilon_\gamma = (s - m_\delta^2)/(2\sqrt{s})$ упрощает наблюдение $\delta_{L,R}^{--}$ -бозонов.

В рассматриваемой области $|\cos\theta| < |\cos\theta_0|$ фотоны не могут быть зарегистрированы, и мы имеем процессы типа $e^-e^- \rightarrow$ продукты распада $\delta_{L,R}^{--}$ -бозона (например распад в два лептона одного знака $\delta_{L,R}^{--} \rightarrow l^-l^-$), суммарная энергия которых меньше \sqrt{s} . Измеряя импульсы этих продуктов распада, можно измерить массу $\delta_{L,R}^{--}$ -бозона.

Отметим, что полученные результаты приложимы и к другим моделям, также содержащим дважды заряженные бозоны.

Автор выражает искреннюю признательность Г. Г. Акопяну за полезные обсуждения.

Ереванский физический институт

Р. А. Аланакян

Рождение дважды заряженных бозонов с фотоном

Рассмотрено рождение дважды заряженных хиггсовских бозонов с фотоном в процессе $e^- + e^- \rightarrow \delta_{L,R}^{--} + \gamma$ с учетом массы сталкивающихся электронов.

R. A. Alanakyan

On the Doubly Charged Higgs Boson Production With Photon

Doubly-charged Higgs boson production with photon in the process of $e^- + e^- \rightarrow \delta_{L,R}^{--} + \gamma$ is considered with taking into account masses of colliding electrons.

Ռ. Ա. Ալանակյան

Երկու անգամ լիցքավորված բոզոնների ծնումը ֆոտոնի հետ

Հաշվարկված է երկու անգամ լիցքավորված բոզոնների ծնման կտրվածքը $e^- + e^- \rightarrow \delta_{L,R}^{--} + \gamma$ պրոցեսում՝ հաշվի առնելով բախվող էլեկտրոնների զանգվածը:

Литература

1. *Pati J.C., Salam A.* - Phys.Rev. 1975. D10, P. 275-285.
2. *Mohapatra R.N., Pati J.C.* - Phys.Rev. 1975. D11, P. 366-379.
3. *Mohapatra R.N., Senjanovic G.* - Phys.Rev. 1975. D12. P. 1503-1517; Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 912-922; Phys.Rev. 1981. D23. P. 165-178.
4. *Gunion J.F., Grifols J.A., Mendez A., Kayser B., Olness F.* - Phys.Rev. 1989. D40. P. 1546-1558.
5. *Hagiwara K. et al.* - Phys. Rev. Review of Particle Physics. 2002. D 66.
6. *Rizzo T.G.* - Phys. Rev. 1982. D25. P. 1356-1364.
7. *Gunion J.F.* -Int. J.Mod.Phys. 1996. A11 P. 1551-1558.
8. *Alanakyan R.A.* - Phys.Lett. 1997. B402. P. 130-137.
9. *Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б.* Квантовая электродинамика. М. 1981.