

Литература

1. *Sviridov D. V., Odzhaev V. B., Kozlov I. P.* In: Electrical and Optical Polymer Systems / Ed. D.L. Wise, G.E. Wnek, D.J. Trantolo, T.M. Cooper, J.D. Gresser. Marcel Dekker, New York (1998) P. 387.
2. *Mott N. F., Devis E.* // Electronic Processes in Non-Crystalline Materials. Clarendon, Oxford (1979).
3. Wang Y., Mohite S. S., Bridwell L. B., Giedd R. E., Sofield C. J. // J. Mater. Res. 8, 388 (1993).
4. Popok V. N., Karpovich I. A., Odzhaev V. B., Sviridov D. V. // Nucl. Instr. Meth. B148, 1106 (1999).
5. Забродский А. Г., Зиновьева К.Н. // ЖЭТФ 59, 425 (1984).
6. *Lee P. A., Ramakrishnan T. V.* // Rev. Mod. Phys. 57, 287 (1985).
7. *Altshuler B. L., Aronov A. G., Lee. P. A.* // Phys. Rev. Lett. 44, 1288 (1980).

ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ СВЕТИМОСТИ γ -ПУЧКОВ В ПРОЦЕССАХ РОЖДЕНИЯ ФЕРМИОННЫХ ПАР НА $\gamma\gamma$ -КОЛЛАЙДЕРАХ

В. В. Макаренко, В. А. Мосолов, Т. В. Шишкина

Лептонные коллайдеры ближайшего будущего предоставляют возможность исследования столкновений высокoenергетических фотонных пучков [1]. Эти эксперименты представляют большой физический интерес [2] (в первую очередь, в связи с поиском хиггсовского бозона) и успех этих исследований зависит от точности калибровки фотонных пучков. Калибровка пучков фотонов с различной спиральностью не вызывает затруднений ввиду наличия процессов с большим сечением (например, $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$, $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$). При одинаковой спиральности начальных фотонов эти процессы имеют сечение во много раз меньшее ($\sim m^2/s \approx 10^{-8}-10^{-12}$) и не могут быть использованы.

В этой работе проведен анализ возможности использования эксклюзивного процесса $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-\gamma$ (где $l=e, \mu$) для измерения светимости фотонных пучков [3] в рамках программы исследований TESLA (DESY, Германия [2]).

Матричные элементы процесса получены методом спиральных амплитуд. Интегрирование по фазовому пространству конечных частиц произведено численно при помощи метода Монте-Карло. Анализ проводился при энергии 120 ГэВ в системе центра масс (предполагаемый порог рождения хиггсовского бозона в s -канале). Различные поляризационные состояния будем описывать полной спиральностью системы фотонов J .

Поскольку пучки фотонов поляризованы частично, при измерении светимости $J = 0$ -пучков будет протекать фоновый процесс на $J = 2$ -пучках, который необходимо подавить для эффективной калориметрии.

В первую очередь внимания заслуживает спектр энергии конечных фотонов. При рассеянии на $J = 2$ -пучках большая часть фотонов рождается при низких энергиях, образуя пик на нижней границе спектра (инфракрасная расходимость). В то же время процесс на $J = 0$ -пучках при низких энергиях конечного фотона имеет маленькое сечение и кривая спектра монотонно растет (см. [3]). Анализ угловых распределений конечных частиц приводит к выводу, что в экспериментах на $J = 0$ -пучках большинство конечных лептонов летят в направлении, близком к оси начальных фотонов (полярной оси) и не могут быть зарегистрированы. В то же время в экспериментах на $J = 2$ -пучках значительная часть фермионов рождается под большими углами, однако они в большинстве случаев вылетают коллинеарными парами и тоже не могут быть зарегистрированы по отдельности.

Установлено, что поднимая ограничение на минимальную энергию конечного фотона до уровня $0.2\sqrt{s}$, уменьшая порог детектора на полярный угол (угол между осью начальных пучков и конечными частицами) и уменьшая чувствительность детектора к летящим в близких направлениях конечным частицам, можно существенно (в десятки раз) подавить процесс на $J = 2$ -пучках без значительного уменьшения сечения на $J = 0$ -пучках. При оптимальной величине порогов (см. [3]) сечения процесса равны:

$$\sigma(J = 0) = 0.82 \text{ fb}, \quad \sigma(J = 2) = 1.89 \text{ fb}.$$

При этих значениях получена оценка точности измерения светимости $J = 0$ -пучков в проекте TESLA [2] (степень поляризации 90%, время эксперимента 2 года ($2 \cdot 10^7$ с), светимость $L = 4.8 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Для пучков с широким спектром энергии ($\sqrt{s} > 0.8\sqrt{s_{\max}}$):

$$\frac{\Delta L}{L} \left(\sqrt{s} > 0.8\sqrt{s_{\max}} \right) = 0.4\%.$$

Для пучков фотонов с узким спектром около предполагаемой энергии рождения хиггсовского бозона получаем:

$$\frac{\Delta L}{L} \left(\left| \sqrt{s} - m_H \right| < 2\tilde{A} \right) = 1.0\% \quad (L = 7.2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}).$$

Таким образом, эксклюзивный процесс рассеяния $\gamma\gamma \rightarrow l^+ l^- \gamma$ может быть успешно использован для измерения светимости фотонных пучков

с одинаковой спиральностью. Достигаемая точность позволяет эффективно планировать физическую программу экспериментов на $\gamma\gamma$ -пучках.

Литература

1. *Ginzburg I. F. et al.*// Nucl. Instr. Meth. 205(1983) 47.
2. TESLA Technical Design Report Part VI: The Photon Collider at TESLA // DESY-01-011E, hep-ex/0108012.
3. *Shishkina T. V., Makarenko V. V.* // hep-ph/0212409.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧЕТЫРЕХБОЗОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА $\gamma\gamma$ -КОЛЛАЙДЕРАХ

И. Б. Марфин, В. А. Мосолов, Т. В. Шишкина

Изучение трех- и четырехбозонных вершин в процессах рождения векторных бозонов на $\gamma\gamma$ -пучках является важным для исследования калибровочных моделей электрослабого взаимодействия. Любое аномальное поведение $\gamma W^+ W^-$, $Z W^+ W^-$, $\gamma\gamma W^+ W^-$, $\gamma Z W^+ W^-$ вершин может быть найдено в процессах $\gamma\gamma \rightarrow W^+ W^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow W^+ W^- Z$. Отклонения выражений для таких вершин, записанных в рамках Стандартной модели (СМ), приводят к аномальному росту сечений рассматриваемых процессов при высоких энергиях [1].

На будущих линейных $e^+ e^-$ -ускорителях высоких энергий можно получить $\gamma\gamma$ -пучки с энергиями, близкими к энергиям $e^+ e^-$ частиц, и обладающими значительной светимостью [2]. Процессы $\gamma\gamma \rightarrow W^+ W^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow W^+ W^- Z$ при больших энергиях (S порядка 1 ТэВ 2 , что соответствует кинематике TESLA) предоставляют уникальную возможность исследования четырехбозонной вершины по причине относительно высоких значений сечений и малого вклада фона.

Для получения аномальных вершин четырехбозонного взаимодействия, в котором участвует по-крайней мере один γ -квант, были использованы 6-размерные лагранжианы взаимодействия (см. работы [3,4,5]), имеющие $SU(2)_c$ -инвариантность:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 &= -\frac{e^2}{16\Lambda^2} a_0 F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \bar{W}^\alpha \bar{W}_\alpha, \quad \mathcal{L}_c = -\frac{e^2}{16\Lambda^2} a_c F^{\mu\alpha} F_{\mu\beta} \bar{W}^\beta \bar{W}_\alpha, \\ \tilde{\mathcal{L}}_0 &= -\frac{e^2}{16\Lambda^2} \tilde{a}_0 F^{\mu\alpha} \tilde{F}_{\mu\beta} \bar{W}^\beta \bar{W}_\alpha, \quad \mathcal{L}_n = -\frac{e^2}{16\Lambda^2} a_n \epsilon_{ijk} F^{\mu\nu} W^i_{\mu\alpha} W^j_\nu W^{\alpha,k}, \\ \tilde{\mathcal{L}}_n &= -\frac{e^2}{16\Lambda^2} \tilde{a}_n \epsilon_{ijk} \tilde{F}^{\mu\nu} W^i_{\mu\alpha} W^j_\nu W^{\alpha,k}. \end{aligned}$$