

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ВСТРЕЧНЫХ $\gamma\gamma$ - И γe -ПУЧКОВ С ВЫСОКИМИ ЭНЕРГИЕЙ И СВЕТИМОСТЬЮ НА БАЗЕ УСКОРИТЕЛЕЙ ТИПА ВЛЭПП

И.Ф. Гинзбург, Г.Л. Коткин, В.Г. Сербо,
В.И. Тельнов

Показано, что на базе проектируемых линейных ускорителей со встречными e^+e^- -пучками с энергией $\gtrsim 100$ ГэВ можно получить при рассеянии света лазера встречные $\gamma\gamma$ - и γe -пучки с энергией и светимостью того же порядка, что и для e^+e^- -пучков.

1. В последнее время большой интерес вызывают реакции $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны и $\gamma e \rightarrow e +$ адроны, изучаемые на e^+e^- -ускорителях при столкновении виртуальных фотонов [1]. В настоящей работе показано, что существует возможность реализовать прямые $\gamma\gamma$ - и γe -соударения с высокими энергией и светимостью.

Сейчас стало ясно, что получение встречных e^+e^- -пучков с энергией $E \gtrsim 100$ ГэВ перспективно только на линейных ускорителях [2]. Такие установки проектируются в Новосибирске (ВЛЭПП, $E = 100 + 300$ ГэВ [2]) и в США (SLAC Linear Collider (SLC), $E = 50$ ГэВ [3]). В этих ускорителях принципиально новой чертой является однократность использования e^\pm -пучков (при невысокой частоте их повторения $\nu = 10$ Гц [2] или 180 Гц [3]). Если конвертировать значительную часть электронов в фотоны, то светимость полученных таким образом $\gamma\gamma$ - или γe -соударений будет близка к светимости e^+e^- -соударений $L_{ee} \sim 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Эта простая идея легла в основу данной работы (ср. [4]).

2. Фотоны высокой энергии предлагается получать при комптоновском рассеянии света лазера на пучке электронов. Этот метод хорошо известен [5] и реализован, например, в SLAC [6]. Однако полученный в [6] коэффициент конверсии электронов в фотоны k очень мал ($\sim 10^{-7}$). Чрезвычайно малые размеры электронных сгустков в [2, 3] (длина $l_e = 2 + 4$ мм, радиус в месте встречи $a_e = 1,25 + 1,4$ мкм) позволяют получить $k \sim 1$ при умеренной энергии лазерной вспышки $A \sim 10$ Дж.

Предлагаемая схема выглядит так (рис. 1): свет лазера фокусируется на пучке электронов в области конверсии A на небольшом расстоянии $b \sim 10$ см от точки встречи 0 ; после рассеяния на электронах вы-

сокоэнергичные фотоны двигаются практически вдоль первоначальных траекторий электронов, т. е. фокусируются в точке встречи 0 . Электроны же отклоняются магнитным полем $B \sim 10$ кГс от точки встречи. Полученный γ -пучок далее сталкивается с идущим навстречу электронным или таким же γ -пучком.

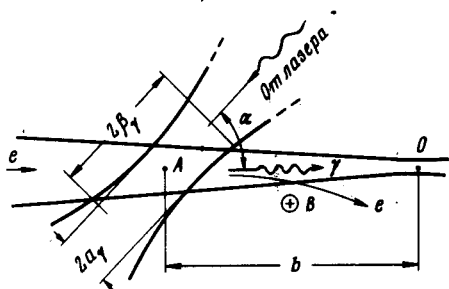


Рис. 1

3. В области конверсии происходит рассеяние фотона с энергией ω_0 на электроне с энергией E при небольшом угле встречи α . Основная доля рассеянных фотонов летит вдоль траекторий электронов под малыми углами θ . При этом их энергия ω равна

$$\omega = \frac{\omega_m}{1 + (\theta/\theta_0)^2}, \quad \omega_m = \frac{x}{x+1} E, \quad \theta_0 = \frac{m_e c^2}{E} \sqrt{x+1},$$

$$x = \frac{4 E \omega_0}{m_e c^2} \cos^2 \frac{\alpha}{2}. \quad (1)$$

Энергетический спектр рассеянных фотонов определяется хорошо известным сечением (см. рис. 2)

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{2\sigma_0}{x} \left[\frac{1}{1-y} + 1-y - \frac{4y}{x(1-y)} + \frac{4y^2}{x^2(1-y)^2} \right],$$

$$y = \frac{\omega}{E}, \quad \sigma_0 = \pi \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \quad (2)$$

Как видно, энергетическое распределение фотонов довольно широкое. Под углами $\theta < \theta_0$ летят электроны с энергиями $\omega > \omega_m/2$.

Если свет лазера или электрона поляризованы, то и γ -пучок поляризован.

Для дальнейших оценок будем считать $\omega_0 = 1,17$ эВ ($\lambda = 1,06$ мкм — лазер на неодимовом стекле) и $E = 150$ ГэВ. В этом случае $x = 2,69$, $\omega_m = 109$ ГэВ, $\theta_0 = 0,65 \cdot 10^{-5}$ рад, $\sigma = 2,5 \cdot 10^{-25}$ см².

4. Распределение плотности электронного пучка в поперечном направлении обычно гауссово. Для хорошей фокусировки лазерного света также используются гауссовы пучки. Среднеквадратичные радиусы пучков:

$$r_e = a_e \sqrt{1 + b^2/\beta_e^2}, \quad r_\gamma = a_\gamma \sqrt{1 + z^2/\beta_\gamma^2}. \quad (3)$$

Здесь a_e и β_e — радиус и бета-функция электронного пучка в области встречи, $\beta_e = 1$ см [2, 3]; a_γ — радиус лазерного пучка в фокусе; z — расстояние от фокуса вдоль оси пучка; размер области с высокой плот-

ностью фотонов $2\beta_\gamma$ определяется дифракцией, $\beta_\gamma = 2\pi a_\gamma^2/\lambda$. Для важного случая $4\beta_\gamma > l_e + l_\gamma$ (l_e и $l_\gamma = c\tau$ длины пучков) коэффициент конверсии k выражается через энергию вспышки лазера A :

$$k = \frac{A}{A_0}, \quad A_0 = \frac{\pi(r_e^2 + a_\gamma^2)}{\sigma} \omega_0. \quad (4)$$

Эта формула справедлива при $A \ll A_0$ при $A \approx A_0$ она дает хорошую оценку (ее вывод и другие случаи разобраны в [7]). Результат (4) можно пояснить следующим образом. Чтобы перекрыть всю площадь электронного пучка $\sim \pi r_e^2$ необходимо иметь $\sim \pi r_e^2/\sigma$ фотонов с $a_\gamma \sim r_e$, т.е. для $k \sim 1$ нужна энергия $A \sim (\pi r_e^2/\sigma) \omega_0$.

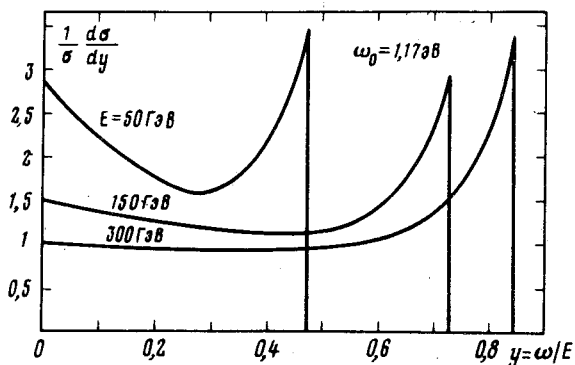


Рис. 2

При $b = 10$ см для ВЛЭПП имеем $r_e = 12,5$ мкм. Для $a_\gamma = 20$ мкм имеем $4\beta_\gamma = 1$ см и согласно (4) $A_0 = 15$ Дж при длительности вспышки лазера $\tau \lesssim 4\beta_\gamma/c = 30$ псек. Отсюда видно, что получение $k \sim 1$ в единичных импульсах возможно на уже существующих лазерах (имеются лазеры с $A = 300 + 1000$ Дж при $\tau = 30 + 100$ псек [8]; указанный размер фокального пятна использовался, например, в [9], где при $A = 14$ Дж, $\tau = 140$ псек было $a_\gamma = 17$ мкм).

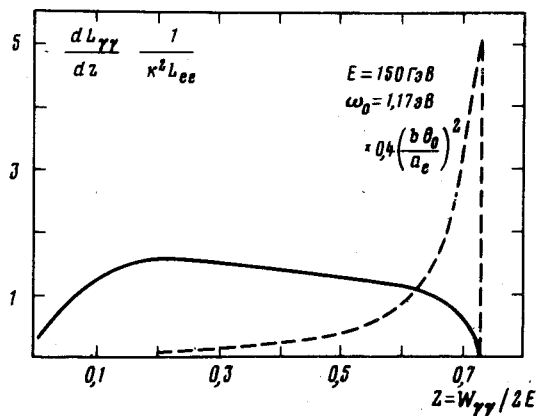


Рис. 3

Важно отметить следующее. Скорость образования адронов в $\gamma\gamma$ -ударениях пропорциональна произведению $\nu k^2 \sigma$ ($\gamma\gamma \rightarrow$ адроны). Так как в рассматриваемой области энергий $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow$ адроны) $\sim (10^4 + 10^5) \sigma(e^+e^- \rightarrow$ адроны), то большой физический интерес представляют $\gamma\gamma$ -пучки уже при $k \sim 0,1$ (т.е. $A \sim 1,5$ Дж) и $\nu = 10$ Гц или при $k \sim 1$ и $\nu = 0,1$ Гц.

5. Пока относительное увеличение площади γ -пучка за счет комптоновского рассеяния $\sim (b\theta_0/a_e)^2$ невелико (при $b = 10$ см оно равно 0,27), полные светимости γe^- и $\gamma\gamma$ -соударений равны $L_{\gamma e} = kb_{ee}$, $L_{\gamma\gamma} = k^2 L_{ee}$. В γe^- -соударениях распределение светимости по квадрату инвариантной массы $W_{\gamma e}^2 = 4E\omega$ совпадает с $d\sigma/d\omega$ (см. рис. 2). Для $\gamma\gamma$ -соударений распределение светимости по инвариантной массе $W_{\gamma\gamma}$ приведено на рис. 3 (сплошная кривая). Видно, что эти распределения весьма широкие.

6. При комптоновском рассеянии фотоны с меньшей энергией сильнее отклоняются от направления движения начальных электронов (см. (1)). Поэтому при $(b\theta_0/a_e)^2 \gg 1$ мягкие фотоны имеют в области встречи низкую плотность и существенны только столкновения жестких фотонов. Это приведет к заметной монохроматизации. Распределение светимости по $W_{\gamma\gamma}$ для этого случая приведено на рис. 3 (пунктирная кривая). Половина светимости сосредоточена в интервале $\eta = \Delta W_{\gamma\gamma}/W_{\gamma\gamma max} = 9\%$. С ростом x монохроматизация улучшается; численный расчет при $x = 1 + 20$ дает $\eta = 0,84/(x + 7)$.

С ростом b светимость падает как $(A/A_0)^2/b^2$, причем согласно (3), (4) $A_0 \propto b^2$ (при $a_\gamma \sim r_e$). Максимальной светимости при сохранении монохроматизации отвечает выбор b из условия $(a_e/b\theta_0)^2 \sim \eta$. При этом в интервале $\sim \eta$ сосредоточена светимость $L_{\gamma\gamma}/2 \approx 0,04 k^2 L_{ee}$ (при $x = 1 + 20$). Для рассматриваемого примера монохроматизация $\eta \sim 10\%$ наступает при $b = 60$ см; соответствующее значение $A_0 = 260$ Дж. Таким образом, для монохроматизации светимости требуется существенно более высокая энергия вспышки лазера. Следует отметить, что в рассматриваемом случае $A_0 \propto a_e^4/\beta_e^2$, а $L_{\gamma\gamma} \propto A^2\beta_e^4/a_e^10$, т. е. даже небольшие изменения параметров ускорителя существенно улучшают ситуацию. Уменьшение a_e для $\gamma\gamma$ -соударений в принципе возможно из-за отсутствия здесь эффектов встречи, имеющих место для e^+e^- -соударений.

Более подробное обсуждение затронутых здесь вопросов, включая вопросы фона и измерения светимости, содержится в [7].

Мы глубоко благодарны В.Е.Балакину, Т.А.Всеволожской, А.С.Гайнеру, М.С.Золотареву, А.М.Рубенчику, А.Н.Скринскому, В.Д.Угожаеву, К.Г.Фолину за полезные обсуждения.

Институт ядерной физики
Сибирское отделение
Академии наук

Поступила в редакцию
10 марта 1981 г.
После переработки
14 сентября 1981 г.

Литература

- [1] Буднев В.М., Гинзбург И.Ф., Меледин Г.В., Сербо В.Г. Phys. Rep., 1975, 15С, 181; Proc of the IV Int Col. on phofon-phofon interactions Paris, 1981.
- [2] Skrinsky A.N. Int. Seminar on Perspectives in High Energy Physics. Morges, Switzerland, 1971; Балакин В.Е., Бударкер Г.И., Скринский А.Н. Труды Всесоюзной конференции по ускорителям. Дубна, 1978, стр. 27; Балакин В.Е. и др. Там же, стр. 143.
- [3] SLAC-Report-229, 1980.

- [4] Гинзбург И.Ф., Коткин Г.Л., Сербо В.Г., Тельнов В.И. Препринт 81-50 ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1981.
- [5] Арутюнян Ф.Р., Туманян В.А. ЖЭТФ, 1963, 44, 2100.
- [6] Ballat J. et al. Phys. Rev. Lett., 1968, 23, 498.
- [7] Гинзбург И.Ф., Коткин Г.Л., Сербо В.Г., Тельнов В.И. Препринт 81-102, ИЯФ СО АН, Новосибирск, 1981.
- [8] Yamanaка С. Nuclear Fusion, 1980, 20, 507.
- [9] Tanaka K., Goldman L.M. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 1558.
-