

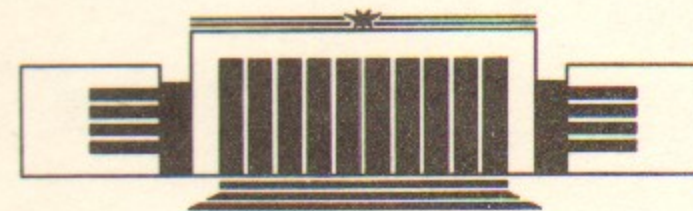


1  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.И. Тельнов

ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ  
ВСТРЕЧНЫХ  $\gamma\gamma$ - И  $\gamma e$ -ПУЧКОВ  
НА ЛИНЕЙНЫХ КОЛЛАЙДЕРАХ

ПРЕПРИНТ 89-90



НОВОСИБИРСК



Проблема создания  
встречных  $\gamma\gamma$ - и  $\gamma e$ -пучков  
на линейных коллайдерах<sup>\*)</sup>

В.И. Тельнов

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Кратко изложены физические основы встречных  $\gamma\gamma$ -  
 $\gamma e$ -пучков на базе линейных коллайдеров. Рассмотрены  
эффекты, ограничивающие светимость. Обсуждается  
схема встречи и вывода пучков, возникающие  
при этом проблемы. Сформулированы требования к  
параметрам ускорителей и лазеров. Приведены оцен-  
ки достижимых  $\gamma\gamma$ - и  $\gamma e$ -светимостей.

<sup>\*)</sup> Доклад на Международном совещании по следующему поколению линейных  
коллайдеров, декабрь 1988, Стэнфорд, СЛАК, США.

Содержание

1. Введение . . . . .	5
2. Основные особенности линейных $e^+e^-$ -коллайдеров . . . . .	6
3. Двухфотонная физика на $e^+e^-$ -накопителях . . . . .	11
4. Методы конверсии $e \rightarrow \gamma$ на линейных коллайдерах . . . . .	12
5. Обратное комптоновское рассеяние . . . . .	15
6. Схема $\gamma\gamma$ -, $\gamma e$ -столкновений . . . . .	23
7. Эффекты встречи в $\gamma\gamma$ - и $\gamma e$ -столкновениях . . . . .	26
8. Вывод фотонов и электронов . . . . .	36
9. Финальная фокусировка . . . . .	42
10. Светимость, монохроматичность . . . . .	47
11. Характерные сечения процессов . . . . .	50
Заключение . . . . .	53
Литература . . . . .	54



### 1. ВВЕДЕНИЕ

Вследствие больших потерь энергии на синхротронное излучение в кольцевых накопителях, получение встречных  $e^+e^-$ -пучков в тэвной области энергий реально только на линейных коллайдерах. В 1987 году принято решение о создании ВЛЭПП на энергию  $2E_0=2000$  ГэВ [1]. Этот коллайдер, разработанный в Новосибирске, будет сооружаться в Протвино. Аналогичные проекты разрабатываются сейчас в ЦЕРН (CLIC) [2], СЛАК (TLC) [3], КЕК (JLC) [4]. Основные параметры (на текущий момент) этих коллайдеров приведены в табл. 1.

Таблица 1

	ВЛЭПП	CLIC	TLC	JLC
$E_0$ (ТэВ)	1.0	1.0	0.5	0.5
$L(10^{33}) \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$	1	1.1	6.2	1
Длина (км)	20	25(13)	7.3	10
Темп (МэВ/м)	100	80(160)	186	100
$N(10^{10})$	20	0.54	1.4	1.9
$f$ (кГц) $\cdot n_{\text{банчей}}$	0.1	5.8	$0.36 \cdot 10$	$0.51 \cdot 3$
Отн. потери $\delta$	0.1	0.19	0.1	0.05
$R=\sigma_x/\sigma_y$	150	1	132	1
$\sigma_y$ (мкм)	0.02	0.065	0.003	0.17
$\sigma_z$ (мм)	0.75	0.3	0.07	1.0



Существенным отличием линейных коллайдеров от накопителей является однократность использования сгустков. Это позволяет преобразовать энергию электронов в фотоны и получить встречные  $\gamma\gamma$ - и  $\gamma e$ -соударения. Такое предложение было сделано автором и коллегами в работе [5]. Далее эта тема обсуждалась и развивалась в [6—11, 41]. Было показано, что на базе линейных коллайдеров можно создать встречные  $\gamma\gamma$ -,  $\gamma e$ -пучки с высокими энергиями и светимостями. Необходимые для этого интенсивные пучки  $\gamma$ -квантов можно получать путем рассеяния света лазера на электронных пучках этих ускорителей. Этот метод получения жестких фотонов хорошо известен. В обсуждаемых линейных коллайдерах размеры электронных сгустков очень малы, что позволяет достигнуть коэффициента конверсии (отношение числа фотонов к числу электронов)  $k \sim 1$  при энергии вспышки лазера  $A \sim 10$  Дж. Требования к параметрам лазеров вполне соответствуют современному уровню развития лазерной техники, хотя и требуется специальная разработка.

Если это так, то  $\gamma\gamma$ - и  $\gamma e$ -столкновения явились бы существенным расширением возможностей  $e^+e^-$ -коллайдеров. Имеется много интересных задач, которые при этом могут быть решены [12—13]. Здесь еще есть широкий фронт для теоретических исследований.

В данной работе дан обзор основных физических принципов встречных  $\gamma\gamma$ - и  $\gamma e$ -пучков. Впервые рассматриваются эффекты встречи, ограничивающие светимость, схема встречи и вывода пучков и возникающие при этом проблемы. Сформулированы требования к параметрам ускорителей и лазеров. Приведены оценки  $\gamma\gamma$ - и  $\gamma e$ -светимостей.

## 2. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЛИНЕЙНЫХ $e^+e^-$ -КОЛЛАЙДЕРОВ

Рассмотрим кратко основные черты  $e^+e^-$  линейных коллайдеров и характерные проблемы. Поскольку  $\gamma\gamma$ -,  $\gamma e$ -пучки базируются на этих ускорителях, то частично проблемы являются общими для обеих задач. В некоторых моментах, например, в эффектах встречи, имеются существенные различия. Этот небольшой экскурс позволит понять исходную картину, и далее будет легче ориентироваться в обсуждаемых проблемах, оценивать те или иные достоинства.

### 2.1. Темп ускорения

Для «теплых» ускоряющих структур на длине волны в несколько сантиметров достижимый темп ускорения составляет 100—200 МэВ/м. В сверхпроводящих резонаторах, которые позволили бы работать с рекуперацией энергии пучков при высокой частоте повторений, полученные поля пока значительно меньше.

### 2.2. Частота повторений

Как видно из табл. 1, частота повторений составляет  $f = 0.1 \div 5$  кГц для различных проектов. В основном она определяется мощностью СВЧ, а также временем, необходимым для приготовления сгустков с малым эмиттансом. Для повышения эффективной частоты встреч предусматривается также многосгустковый режим работы. Это можно сделать, когда один сгусток забирает из ускоряющей структуры малую долю запасенной энергии.

### 2.3. Размер пучка в месте встречи

Ввиду малой частоты повторений (по сравнению с накопителями) для достижения необходимой светимости требуется очень малый поперечный размер пучков. Светимость коллайдеров

$$L = \frac{N^2 f}{S}, \quad (2.1)$$

где  $N$ —число частиц в сгустке,  $S = 4\pi\sigma_x\sigma_y$ . Так, для получения светимости  $L = 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  на ВЛЭПП при  $N = 2 \cdot 10^{11}$  и  $f = 100$  Гц нужно иметь  $S = 4 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2$ .

Возможности фокусировки определяются эмиттансом пучка (фазовым объемом)  $\epsilon$ . Вблизи места встречи среднеквадратичный поперечный размер пучка зависит от координаты вдоль направления движения  $z$  следующим образом ( $i \equiv x, y$ ):

$$\sigma_i(z) = \sigma_i \sqrt{1 + \frac{z^2}{\beta_i^2}}, \quad (2.2)$$

где  $\beta_i$ —бета-функция. Отсюда эмиттанс  $\epsilon_i = \sigma_i \sigma_i' = \sigma_i^2 / \beta_i$  и размер пучка в фокусе

$$\sigma_i = \sqrt{\epsilon_i \beta_i}. \quad (2.3)$$



Светимость растет при уменьшении  $\beta$  до  $\sigma_z$  и далее почти не меняется. При ускорении пучка эмиттанс уменьшается:  $\varepsilon_i = \varepsilon_{ni}/\gamma$ , где  $\varepsilon_{ni}$  — нормализованный (инвариантный) эмиттанс,  $\gamma = E_0/mc^2$ . Исходные пучки с малым  $\varepsilon_{ni}$  приготавливаются в накопительных-затухательных кольцах.

#### 2.4. Эффекты встречи, предельная светимость

Ввиду малых размеров пучков в момент встречи на частицы действует очень сильное поле, создаваемое встречным сгустком. Это приводит к двум эффектам:

а). Частицы теряют значительную долю энергии на синхротронное излучение, что ведет к немонохроматичности столкновений.

б). Возникают неустойчивости пучков, и светимость падает. При несколько меньшей плотности пучков, чем предельная, притяжение пучков приводит даже к увеличению светимости в несколько раз по сравнению с чисто геометрической (пинч-эффект).

Эти эффекты налагают основные ограничения на достижимую светимость в  $e^+e^-$ -столкновениях.

Для уменьшения интенсивности синхротронного излучения полезно перейти от круглых к плоским пучкам [14—17]. В этом случае поле в сгустке пропорционально  $1/\sigma_x \propto \sqrt{L/R}$ , где  $R = \sigma_x/\sigma_y$  — отношение поперечных размеров сгустков ( $\sigma_x$  — больший размер). Отсюда следует, что при заданных относительной потере энергии, числе частиц в пучке и продольном размере сгустка светимость  $L \propto R$ .

Для случая классического синхротронного излучения, т. е. когда критическая энергия  $\omega_c \ll E_0$ , средние относительные потери составляют [14—17]

$$\delta \approx \frac{5N^2 r_e^3 \gamma}{6\sigma_z \sigma_y^2 (1+R)^2}, \quad (2.4)$$

где  $r_e = e^2/mc^2 = 2.8 \cdot 10^{-13}$  см — классический радиус электрона. Отсюда светимость, достижимая при потерях  $\delta$  и  $R \gg 1$ , равна

$$L \approx 2.2 \cdot 10^{30} R \delta f H_y E_0 (\text{ТэВ}) \sigma_z \text{ (см)}, \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}, \quad (2.5)$$

или при оптимальной фокусировке ( $\beta_y = \sigma_z$ )

$$L \approx \frac{0.1 N f H_y}{r_e^2} \left( \frac{\delta r_e}{\varepsilon_{ny}} \right)^{1/2}, \quad (2.6)$$

где  $H_y \sim 1 \div 2$  — пинч-фактор.

Проектируемые коллайдеры попадают в область перехода от «классического» к «квантовому» режиму излучения. Параметром является величина [15]

$$\Upsilon \equiv \frac{2}{3} \frac{\bar{\omega}_c}{E_0} \approx \frac{5N r_e^2 \gamma}{6\alpha(1+R)\sigma_y \sigma_z}, \quad (2.7)$$

где  $\alpha \equiv e^2/\hbar c = 1/137$ . В общем случае [16] относительная потеря при  $R \gg 1$  равна

$$\delta = 3.8\alpha(F_\Upsilon \Upsilon) \sqrt{\frac{L r_e^2}{f R H_y}}, \quad (2.8)$$

где  $F_\Upsilon$  — функция  $\Upsilon$  ( $F_\Upsilon = 1$  при  $\Upsilon \ll 1$ ). Оказывается [15, 16], что  $(F_\Upsilon \Upsilon)$  слабо меняется в интервале  $\Upsilon = 0.2 \div 100$  и составляет 0.065, 0.1, 0.18, 0.18, 0.11 при  $\Upsilon = 0.1, 0.2, 1, 10, 100$ , соответственно. Полагая  $(F_\Upsilon \Upsilon) = 0.15$ , получаем

$$L = 7.5 \cdot 10^{29} R f \delta^2 H_y, \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1} \quad (2.9)$$

или

$$L \approx \frac{70 N f \delta H_y}{r_e^2} \left( \frac{\gamma r_e^2}{\varepsilon_{ny} \sigma_z} \right)^{1/2}. \quad (2.10)$$

Для пучков ВЛЭПП (см. табл. 1) и  $H_y = 2$  получается  $\Upsilon = 0.15$ ,  $(F_\Upsilon \Upsilon) = 0.08$  и, следовательно,  $L \approx 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$  при  $\delta = 0.11$ .

Из вышеприведенных формул следует, что светимость можно увеличивать неограничено путем уменьшения  $\varepsilon_{ny}$  (увеличения  $R$ ). Это, однако, невозможно не только по техническим причинам, но и ввиду возникновения неустойчивости сгустков [14]. Соответствующим параметром является среднее число колебаний за время встречи

$$n_y = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left( \frac{r_e N \sigma_z}{\gamma \sigma_x \sigma_y} \right)^{1/2}. \quad (2.11)$$

Неустойчивость возникает при  $n_y \sim 1$ , что и определяет предельно достижимую светимость [17].

$$L_{\max} = \frac{\pi N E_0 f}{2e^2 \sigma_z}. \quad (2.12)$$

Для ВЛЭПП отсюда получается  $L \sim 3 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$ , а с учетом



пинч-фактора  $N_y=2$  будет  $L \sim 6 \cdot 10^{33}$ . Для получения  $\delta=0.1$  при этом необходимо иметь  $R=1000$ , что вряд ли возможно.

Таким образом, из-за эффектов встречи получение высокой светимости в  $e^+e^-$ -столкновениях является трудной задачей.

В  $\gamma\gamma$ -,  $\gamma e$ -соударениях также есть эффекты встречи несколько другого сорта. Забегая вперед, можно сказать, что в  $\gamma\gamma$ -соударениях можно получить светимость выше, чем в  $e^+e^-$ .

## 2.5. Самовоспроизводство $e^+e^-$ -пучков

В линейных  $e^+e^-$ -коллайдерах необходимым условием является самовоспроизводство пучков. В схеме ВЛЭПП [18, 19] пучки после ускорения до 150—200 ГэВ проходят через ондулятор, где образуются циркулярно поляризованные фотоны с энергией около 10 МэВ. Затем эти фотоны рождают на мишени электроны и позитроны в количестве, достаточном для приготовления новых пучков. Используется только жесткая часть спектра, где частицы имеют высокую степень поляризации ( $\sim 65\%$ ). Далее электроны и позитроны охлаждаются в накопителе-затухателе. Основной же сгусток после прохождения места встречи направляется в поглотитель.

Однократное использование сгустка является решающим свойством при создании фотонных пучков. Для этой задачи позитроны вообще не нужны, а электроны можно успеть приготовить обычным способом. Могут быть получены также поляризованные электроны, если использовать лазерный источник [20].

## 2.6. Фоны

Из-за малой частоты повторений в  $e^+e^-$ -столкновениях будут довольно сложные фоновые условия. При интегральной светимости  $L=10^{31}$  см $^{-2}$  за одну встречу будет происходить более  $10^6$  фоновых реакций  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ ,  $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$  (здесь  $\gamma$  — синхротронный или виртуальный (3.1) фотон). При  $\Upsilon > 1$  становится также очень большой вероятностью когерентного рождения  $e^+e^-$ -пары фотоном в поле встречного сгустка [37, 38]. Число таких пар может составлять несколько процентов от числа электронов в пучке. Углы вылета рожденных частиц или испустивших жесткий фотон малы, однако они приобретают дополнительный угол в поле встречного сгустка. При лобовом соударении из-за малой энергии они не смогут пройти через линзы и будут поглощены вблизи детектора. Это

приведет к большому отраженному фону. От него не просто закрыться, так как образуется много нейтронов ( $10^9$  нейт./Дж [21]). В этом отношении заслуживает внимания проект TLC, где предполагается сталкивать пучки под небольшим углом, так, что после столкновения пучки летят вне линз. Такой способ столкновений становится единственно возможным при  $\Upsilon \gg 1$ , когда образуется много мягких частиц, электронов и позитронов.

## 3. ДВУХФОТОННАЯ ФИЗИКА НА $e^+e^-$ -НАКОПИТЕЛЯХ

В настоящее время фотон-фотонные соударения активно изучаются на существующих  $e^+e^-$ -накопителях. С хорошей точностью можно считать, что к каждому электрону «прицеплен» почти реальный фотон с вероятностью [22]

$$dn_\gamma = \frac{\alpha}{\pi} \frac{dy}{y} \left(1 - y + \frac{1}{2}y^2\right) \ln \frac{(1-y)q_m^2}{m^2y^2}, \quad (3.1)$$

$$dn_\gamma \sim 0.035 \frac{d\omega}{\omega} \quad \text{при } \omega \ll E_0, \quad (3.2)$$

где  $y = \omega/E_0$ ,  $q_m^2 = M_q^2$ ,  $p_\perp^2$ ,  $W_{\gamma\gamma}^2$  в зависимости от процесса [13].

Большая часть фотонов сосредоточена в области малых энергий, поэтому на накопителях изучается в основном область инвариантных масс  $W_{\gamma\gamma} \ll 2E_0$ . Дифференциальные светимости для  $\gamma e$ - и  $\gamma\gamma$ -соударений

$$\frac{dL_{\gamma e}}{dz} = L_{e^+e^-} \frac{2\alpha}{\pi} \frac{dz}{z} \left(1 - z^2 + \frac{1}{2}z^4\right) \ln \frac{q_m^2(1-z^2)}{m^2z^4}, \quad (3.3)$$

$$\frac{dL_{\gamma\gamma}}{dz} = L_{e^+e^-} \frac{2\alpha^2}{\pi^2 z} \left\{ \left[ 2 \left(1 + \frac{z^2}{2}\right)^2 \ln \frac{1}{z} - \frac{1}{2}(1-z^2)(3+z^2) \right] \ln^2 \left(\frac{q_m^2}{m^2z^2}\right) - \frac{8}{3} \ln^3 \frac{1}{z} \right\}, \quad (3.4)$$

где  $z = W_{\gamma e}/2E_0$  для  $\gamma e$  и  $z = W_{\gamma\gamma}/2E_0$  для  $\gamma\gamma$ . Графики этих функций приведены на рис. 1. Интегральная светимость при  $W_{\gamma\gamma}/2E_0 > 0.5$  составляет  $L_{\gamma\gamma} \approx 0.4 \cdot 10^{-3} L_{e^+e^-}$ .



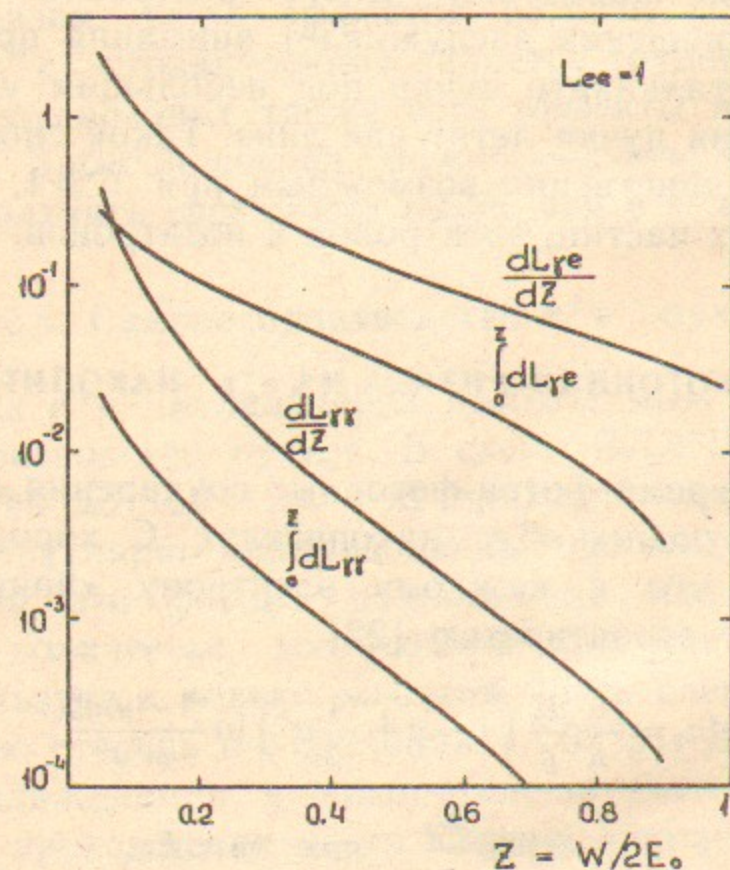


Рис. 1. Светимость  $\gamma\gamma$ - и  $\gamma e$ -соударений в  $e^+e^-$ -столкновениях.

#### 4. МЕТОДЫ КОНВЕРСИИ $e \rightarrow \gamma$ НА ЛИНЕЙНЫХ КОЛЛАЙДЕРАХ

На линейных коллайдерах ввиду однократности использования пучков появляется возможность преобразовать электроны в фотоны и получить  $\gamma e$  и  $\gamma\gamma$  встречные пучки. Рассмотрим возможные способы конверсии.

##### 4.1. Тормозное излучение

Простейший и очевидный способ образования фотонов — это тормозное излучение на мишени. Если электроны проходят пластинку толщиной  $x$ , то число фотонов, испущенных одним электроном,

$$dn_\gamma \sim \frac{x}{X_0} \frac{d\omega}{\omega}, \quad (4.1)$$

где  $X_0$  — радиационная длина. Если взять  $x/X_0 = 0.35$ , так что еще

мала вероятность повторных столкновений, то  $dn_\gamma \sim 0.35 d\omega/\omega$ . Видим, что число тормозных фотонов на порядок больше, чем виртуальных (3.2), а, следовательно,  $\gamma\gamma$ -светимость будет на два порядка выше.

Недостатками метода являются:

- фон от фотоядерных реакций (см. ниже);
- мягкий спектр.

##### 4.2. Тормозное излучение на кристалле

В отличие от аморфной среды в кристалле проявляются коллективные взаимодействия электронов с атомами [23], что приводит к значительному увеличению интенсивности тормозного излучения. Эффективная радиационная длина в кристалле  $X'_0$  может быть существенно меньше, чем  $X_0$  в аморфной среде. Этот факт полезен для уменьшения фонов от фотоядерных (ф. я.) реакций, даваемых фотонами. Максимальное сокращение радиационной длины происходит как раз при  $E \sim 1$  ТэВ и отношение  $X_0/X'_0$  составляет для С (алмаз) 168, Si 80, Ge 30, W 11 раз. Спектр фотонов при этой энергии очень похож на обычный тормозной спектр в аморфной среде.

Для нашей задачи выгодно брать кристалл, в котором отношение радиационной к фотоядерной (ф. я.) длине максимально. Поскольку  $\sigma_{\text{рад}} \propto Z^2 X_0/X'_0$ , а  $\sigma_{\text{ф.я.}} \sim 0.005 \sigma_{\text{я}} \propto Z^{2/3}$ , то  $\sigma_{\text{рад}}/\sigma_{\text{ф.я.}} \propto Z^{4/3} X_0/X'_0$ . Для крайних случаев, алмаз и вольфрам, эта величина отличается примерно вдвое в пользу вольфрама.

Возьмем в качестве конвертора  $0.3X'_0$  вольфрама, т. е. пластинку толщиной 100 мкм. На каждый электрон образуется  $0.3 \ln(E/\omega_m)$  фотонов ( $\omega_m \sim 1$  ГэВ). Длина пробега для фотоядерных реакций в вольфраме составляет порядка 1000 см, т. е. в этой пластике ф.я.-реакции будут происходить с вероятностью порядка  $2 \cdot 10^{-5}$ . Таким образом, за один пролет пучка ( $N = 2 \cdot 10^{11}$ ) через конвертор происходит  $\sim 4 \cdot 10^6$  ядерных реакций. А с учетом того, что есть два пучка и каждый проходит два конвертора, получаем более  $10^7$  реакций. По-видимому, фон от ф.я.-реакций значительно выше допустимого.

В этих рассуждениях мы пренебрегли электромагнитными процессами, такими, как рождение  $e^+e^-$ -пар, поскольку здесь частицы имеют очень малые углы вылета и могут быть выведены за пределы детектора.



Нельзя забывать также о тепловом разрушении мишени при прохождении столь плотных и интенсивных пучков.

#### 4.3. Синхротронное излучение пучка

При  $\gamma \gg 1$  (2.5) спектр фотонов, излученных при столкновении пучков, становится жестким ( $\bar{\omega} \sim 0.25 E_0$  [15]), а число излученных фотонов может составлять  $\sim 1$  на каждый электрон ( $n_\gamma \sim 3.78$  при  $\gamma \gg 1$ ). При этом будет получаться сравнительно высокая светимость фотон-фотонных столкновений [39]. В таком подходе видны следующие недостатки:

- трудно получить большую светимость ввиду неустойчивости пучков;
- образуется много мягких частиц, которые выворачиваются полем встречного пучка в разные стороны и возникают сложные фоновые проблемы;
- широкий спектр фотонов;
- в сильном поле встречного сгустка фотоны будут превращаться в  $e^+e^-$ -пары (см. раздел 7.1)

#### 4.4. Комптоновское рассеяние света лазера

Если светить лазером навстречу электронному пучку, то в результате рассеяния образуются жесткие фотоны, летящие вдоль направления движения электронов («обратный» Комpton-эффект) [17]. Перечислим основные достоинства этого метода:

- нет вещества на пути частиц;
- фотонный пучок можно очистить от электронов;
- в  $\gamma\gamma$ -соударениях можно иметь пучки с сечением меньше, чем в  $e^+e^-$ -столкновениях (нет СИ и пучковой неустойчивости);
- спектр фотонов имеет пик в жесткой части спектра при  $\omega \sim E_0$ , и можно получить монохроматичность столкновений  $\Delta W/W \sim 10\%$ .

#### 4.5. Резюме по $e \rightarrow \gamma$ конверсии

Из перечисленных возможностей конверсии метод комптоновского рассеяния имеет явные преимущества. Далее будет обсуждаться только этот метод.

## 5. ОБРАТНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ

### 5.1. Кинематика

Приведем для справки основные формулы комптоновского рассеяния в интересующем нас случае [7, 10].

В области конверсии происходит рассеяние лазерного фотона с энергией  $\omega_0$  на электроне с энергией  $E_0$  при небольшом угле встрече

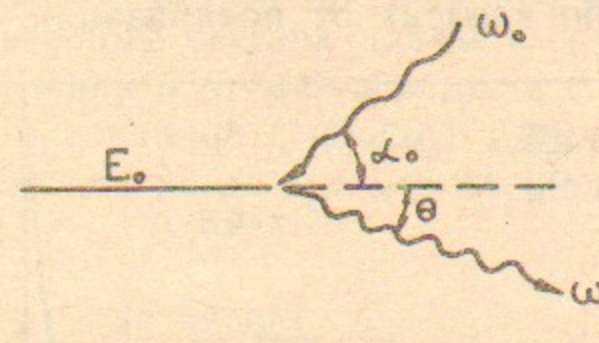


Рис. 2. Кинематика комптоновского рассеяния.

чи  $\alpha_0$  (рис. 2). Энергия рассеянного фотона  $\omega$  и его угол  $\theta$  относительно начального направления движения электрона связаны соотношением

$$\omega = \frac{\omega_m}{1 + (\theta/\theta_0)^2}, \quad (5.1)$$

где

$$\omega_m = \frac{x}{x+1} E_0; \quad \theta_0 = \frac{m}{E_0} \sqrt{x+1}; \quad x = \frac{4E_0\omega_0}{m^2c^4};$$

$\omega_m$  — максимальная энергия фотона.

Энергетический спектр рассеянных фотонов определяется сечением (рис. 3)

$$\frac{1}{\sigma_c} \frac{d\sigma_c}{dy} = f(x, y) = \frac{2\sigma_0}{x\sigma_c} \left[ \frac{1}{1-y} + 1 - y - 4r(1-r) + 2\lambda P_c r x (1-2r)(2-y) \right],$$

$$y = \frac{\omega}{E_0} \leq y_m = \frac{x}{x+1}, \quad r = \frac{y}{x(1-y)} \leq 1, \quad (5.2)$$

$$\sigma_0 = \pi \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 2.5 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2.$$

Сечение Комpton-эффекта зависит от поляризации пучков, если одновременно отличны от нуля средние спиральности электронов  $\lambda$  и лазерных фотонов  $P_c$ . Полное сечение



$$\sigma_c = \sigma_c^{np} + 2\lambda P_c \sigma_1,$$

$$\sigma_c^{np} = \frac{2\sigma_0}{x} \left[ \left(1 - \frac{4}{x} - \frac{8}{x^2}\right) \ln(x+1) + \frac{1}{2} + \frac{8}{x} - \frac{1}{2(x+1)^2} \right], \quad (5.3)$$

$$\sigma_1 = \frac{2\sigma_0}{x} \left[ \left(1 + \frac{2}{x}\right) \ln(x+1) - \frac{5}{2} + \frac{1}{x+1} - \frac{1}{2(x+1)^2} \right].$$

В области  $x=1 \div 10$   $|\sigma_1/\sigma_c| < 0.2$  и  $\sigma_1=0$  при  $x=2.5$ , т. е. полное сечение слабо зависит от поляризации. Однако энергетический спектр фотонов

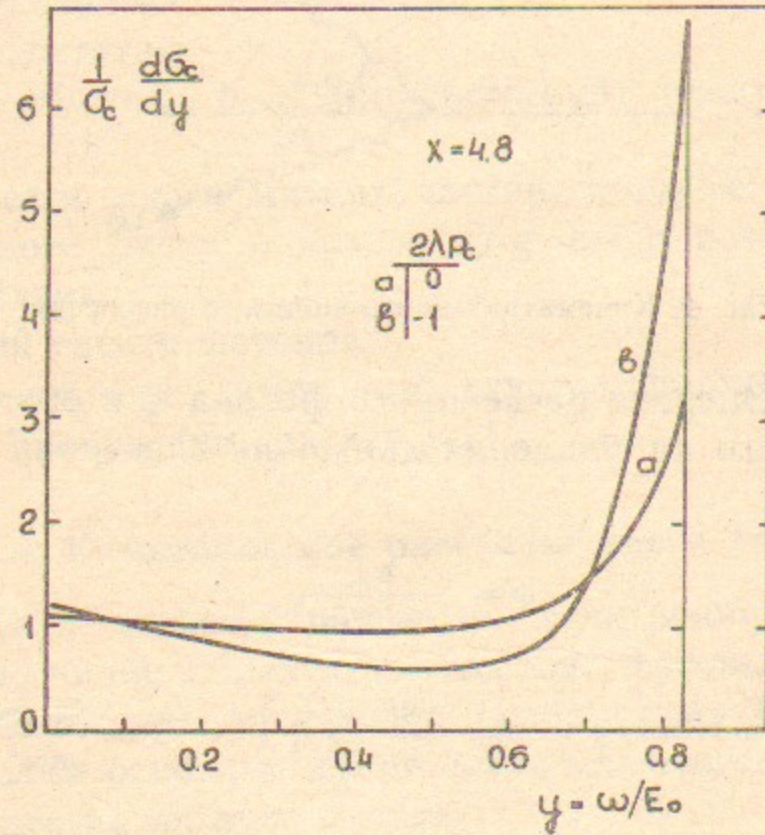


Рис. 3. Энергетический спектр фотонов.

спектр более существенно зависит от поляризации. При  $2\lambda P_c = -1$  и  $x > 2$  относительное число жестких фотонов возрастает примерно вдвое (рис. 3), т. е. улучшается монохроматичность.

### 5.2. Коэффициент конверсии

Коэффициент конверсии, т. е. отношение числа высокоэнергичных рассеянных фотонов к числу электронов, зависит от энергии вспышки лазера  $A$  и определяется соотношением

$$k = N_\gamma/N \approx 1 - \exp(-A/A_0),$$

$$\sim A/A_0 \quad \text{при } A < A_0. \quad (5.4)$$

Формулы для вычисления  $A_0$  получены в работе [7]. Вблизи фокуса в области конверсии ср. кв. радиус фотонного пучка зависит от координаты  $z$  (вдоль пучка) следующим образом:

$$r_\gamma = a_\gamma \sqrt{1 + \frac{z^2}{\beta_\gamma^2}}, \quad (5.5)$$

где  $\beta_\gamma = 2\lambda a_\gamma^2/\lambda$ ,  $a_\gamma$  — ср. кв. радиус пучка в фокусе,  $\lambda$  — длина волны света. Это выражение для  $\beta_\gamma$  справедливо, если все определяется дифракцией. Лазерный сгусток длины  $l_\gamma$  ( $\sim 2\sigma_\gamma^2$ ) сталкивается на некотором расстоянии  $b$  от места встречи с летящим навстречу электронным пучком с длиной  $l_e$  ( $\sim 2\sigma_e^2$ ) и радиусом в месте конверсии  $r_e \ll a_\gamma$ . В случае, когда  $l_\gamma \approx l_e \gg 2\beta_\gamma$  получается следующее выражение для  $A_0$ :

$$A_0 \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{l_e \hbar c}{\sigma_e} = 11 \frac{\sigma_0}{\sigma_e} l_e \text{ (см), Дж.} \quad (5.6)$$

Величина  $A_0$  слабо возрастает с увеличением  $a_\gamma$ , пока  $2\beta_\gamma < l_e$ , т. е. при

$$a_\gamma < \sqrt{\lambda l_e / 4\pi}. \quad (5.7)$$

Разумно работать при наибольшем  $a_\gamma$ , даваемом этой формулой, так как: 1) меньше проблем с нацеливанием, 2) высокая плотность фотонов распределена на большей длине, что важно для уменьшения нелинейных эффектов (см. раздел 5.4). Происхождение формул (5.6), (5.7) легко понять. Вероятность столкновения электрона с фотонами лазерной мишени  $p \sim n_\gamma \sigma_e l$ , где плотность лазерных фотонов в фокусе  $n_\gamma \sim A/\pi a_\gamma^2 l \omega_0$ , длина области с высокой плотностью фотонов  $l = 2\beta_\gamma = 4\pi a_\gamma^2/\lambda$ . Отсюда при  $l_\gamma = l_e$  получаем  $p \sim 1$  при  $A \approx A_0 = \pi \hbar c l_e / 2\sigma_e$ , что близко к (5.6).

Заметим, что с уменьшением  $a_\gamma$  сокращается длина области конверсии. Это не учтено в недавней работе [41], что привело к сильно заниженной оценке  $A_0$ .

Для  $E_0 = 1$  ТэВ,  $l_e = 1.5$  мм и  $x = 4.8$  (ниже объяснено, почему такое значение  $x$  является предпочтительным), получается  $\sigma_c/\sigma_0 = 0.75$ ,  $\lambda \approx 4$  мкм и

$$A_0 \sim 2.5 \text{ Дж,}$$

$$a_\gamma < 20 \text{ мкм,} \quad (5.8)$$

$$l_\gamma \approx 1.5 \text{ мм.}$$



При такой фокусировке угол расходимости лазерного излучения

$$\alpha_\gamma = a_\gamma / \beta_\gamma = \lambda / 2\pi a_\gamma \approx \sqrt{\lambda / \pi l_e}. \quad (5.9)$$

Формула (5.6) получена в предположении, что угол столкновения  $\alpha_0 = 0$ . Значение  $A_0$  слабо меняется пока,  $\alpha_0 < \alpha_\gamma$ . Если почему-либо не удастся работать с  $\alpha_0 = 0$  (электронный пучок должен проходить через отверстие в фокусирующей линзе), то при  $\alpha_0 \gg \alpha_\gamma$   $A_0$  увеличивается в [7]

$$\chi = \sqrt{\pi} \alpha_0 / \alpha_\gamma \text{ раз.} \quad (5.10)$$

Так, если  $\alpha_0 / \alpha_\gamma = 2.5$  (вся линза вне пучка), то  $\chi = 4$ , соответственно,  $A_0 \sim 10$  Дж.

### 5.3. Выбор длины волны лазера

При увеличении энергии лазерных фотонов растет максимальная энергия отраженных фотонов и спектр становится более монохроматичным. При этом для сохранения  $k$  нужно увеличивать  $A \propto 1/\sigma_c(x)$ . Однако, кроме комптоновского рассеяния, в области конверсии становятся возможными процессы [7]

$$\begin{aligned} 1. e + \gamma_0 &\rightarrow e + e^+e^-, \\ 2. \gamma_0 + \gamma &\rightarrow e^+e^-. \end{aligned} \quad (5.11)$$

В первом процессе (Бете — Гайтлера) при столкновении электрона с лазерным фотоном рождается  $e^+e^-$ -пара [26, 32]. Порог этой реакции  $x = 8$  [7]. Сечение (не очень близко к порогу)

$$\sigma_{\gamma e \rightarrow ee^+e^-} = \frac{28}{9\pi} \alpha \sigma_0 \left( \ln x - \frac{109}{42} \right). \quad (5.12)$$

При  $x < 20$  оно более, чем в 100 раз, меньше комптоновского.

Во втором процессе происходит рождение  $e^+e^-$ -пары при столкновении лазерного и высокоэнергичного фотонов. Порог реакции соответствует условию  $\omega_m \omega_0 > mc^2$ , т. е.  $x > 2(1 + \sqrt{2}) \approx 4.8$ . Длина волны лазерного излучения при  $x = 4.8$  равна

$$\lambda = 4.2 E_0 (\text{ТэВ}), \text{ мкм.} \quad (5.13)$$

Эта область длин волн не самая удобная для существующих лазеров, поэтому рассмотрим более детально, что происходит при  $x > 4.8$ , т. е. при меньших  $\lambda$ .

Сечение двухфотонного рождения  $e^+e^-$ -пар [22]

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-} = \frac{4\sigma_0}{x_\gamma} \left[ 2 \left( 1 + \frac{4}{x_\gamma} - \frac{8}{x_\gamma^2} \right) \ln \frac{\sqrt{x_\gamma} + \sqrt{x_\gamma - 4}}{2} - \right. \\ \left. - \left( 1 + \frac{4}{x_\gamma} \right) \sqrt{1 - \frac{4}{x_\gamma}} \right], \end{aligned} \quad (5.14)$$

где  $x_\gamma = 4 \frac{\omega \omega_0}{m^2 c^4}$  и  $x_\gamma = \frac{x^2}{x+1}$  при  $\omega = \omega_m$ .

Отношение  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-} / \sigma_c$  в зависимости от  $x$  приведено на рис. 4 (кривые а). После порогового роста сечение рождения пар начинает превосходить сечение комптоновского рассеяния в 1.5-2 раза. Возникает вопрос, какой коэффициент конверсии можно получить с учетом гибели фотонов при рождении пар?

Пусть электроны попадают в область конверсии, где длина пробега электронов, обусловленная Комптон-эффектом, равна  $\lambda_c$ , а длина пробега фотонов, связанная с рождением пар,  $\lambda_\gamma$  (равна const, так как в основном в светимость дают вклад фотоны с  $\omega \sim \omega_m$ ).

Кинетическое уравнение записывается следующим образом:

$$dN_\gamma = N_0 e^{-z/\lambda_c} \frac{dz}{\lambda_c} - N_\gamma \frac{dz}{\lambda_\gamma}, \quad (5.15)$$

где  $N_0$  — начальное число электронов. Решение этого уравнения

$$N_\gamma = N_0 \frac{\lambda_\gamma}{\lambda_c - \lambda_\gamma} (e^{-z/\lambda_c} - e^{-z/\lambda_\gamma}). \quad (5.16)$$

При малых  $k$  относительное уменьшение коэффициента конверсии за счет рождения пар

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma} = - \frac{z}{2\lambda_\gamma} \approx \frac{k \lambda_c}{2 \lambda_\gamma}. \quad (5.17)$$

Максимальное число фотонов составляет

$$k_{\max} = \frac{N_{\gamma \max}}{N_0} = \frac{1}{p-1} (p^{1/(1-p)} - p^{p/(1-p)}), \quad (5.18)$$

где  $p = \lambda_c / \lambda_\gamma$ . На рис. 4 (кривые б) приведено значение  $k_{\max}$  в зависимости от  $x$ . При больших  $x$  максимальный коэффициент конверсии составляет 25—30%.



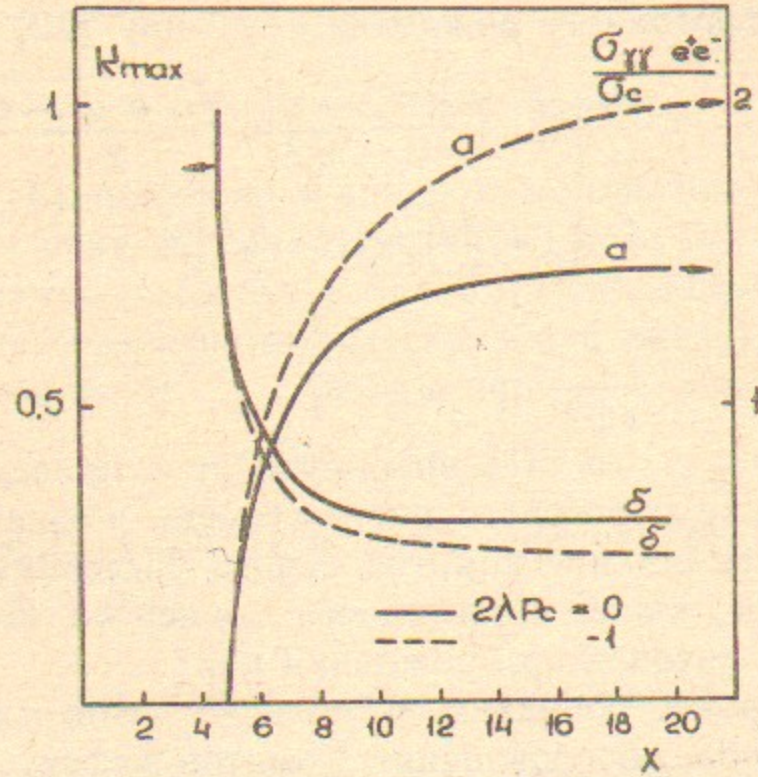


Рис. 4. Кривые *a* — отношение сечений рождения пар к сечению Комpton-эффекта в зависимости от *x*. Кривые *b* — зависимость максимального коэффициента конверсии от *x*. Считается, что  $\omega \approx \omega_m$

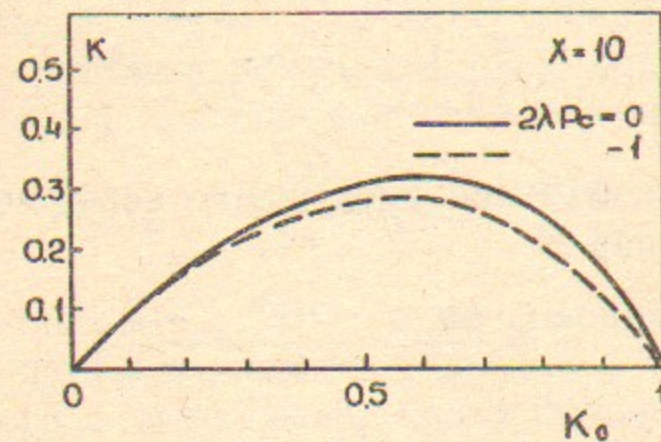


Рис. 5. Связь коэффициентов конверсии без учета ( $k_0$ ) и с учетом ( $k$ ) рождения  $e^+e^-$ -пар.

На рис. 5 приведена связь коэффициентов конверсии с учетом ( $k$ ) и без учета ( $k_0$ ) рождения пар для  $x=10$ . Видно, что при  $k_0 < 0.3$  отличие  $k$  от  $k_0$  незначительно.

При  $x > 4.8$  необходимо позаботиться о выводе из области конверсии не только  $e^-$ , но и  $e^+$ . Минимальная энергия частиц в паре

$$\varepsilon_{\min} = \frac{m^2}{2\omega_0(1 + \sqrt{1 - 4/x_\gamma})} = \frac{130}{\omega_0(\text{эВ})(1 + \sqrt{1 - 4/x_\gamma})} \text{ ГэВ.} \quad (5.19)$$

Так, при  $E_0 \approx 1$  ТэВ,  $x=10$  имеем  $\omega_0 = 0.62$  эВ,  $x_\gamma = 9.9$  и, следовательно,  $\varepsilon_{\min} = 118$  ГэВ, т. е. достаточно велика. Однако, за счет повторных столкновений  $\varepsilon_{\min}$  будет в несколько раз меньше (см. раздел 8.3).

При  $A > A_0$  и  $x < 4.8$  рост  $k$  замедляется с увеличением  $A$  (5.4), возникает также много повторных соударений, ведущих к смягчению спектра электронов (что неудобно при выводе частиц). Из этих соображений разумно работать при  $k < 0.65$  ( $A < A_0$ ).

Общий вывод следующий: при  $x < 4.8$  можно иметь  $k \sim 0.65$ , а при  $x > 4.8$  только  $k \sim 0.25$ . Как будет показано в разделе 7, с учетом эффектов встречи  $L_{\gamma\gamma} \propto k^2/(1-k)$ , так что при  $k=0.25$  и  $k=0.65$  достижимые светимости отличаются в 15 раз.

#### 5.4. Влияние сильного поля на Комpton-эффект

В области конверсии плотность лазерных фотонов может быть настолько велика, что начнут играть роль многофотонные процессы [24—26]. Соответствующим параметром является

$$\xi = \frac{eF\hbar}{m\omega_0 c}, \quad (5.20)$$

$F$  — амплитуда поля волны ( $E, B$ ),  $\omega_0$  — энергия фотонов. При  $\xi \ll 1$  происходит поглощение одного фотона из поля, а при  $\xi \gg 1$  процессы становятся многофотонными. По смыслу  $\xi$  есть энергия, набираемая электроном на длине волны, отнесенная к  $mc^2$ , или энергия, набираемая на комptonовской длине волны, деленная на энергию фотона. При прохождении электрона через электромагнитную волну при  $\xi \ll 1$  происходит Комpton-эффект, а при  $\xi \gg 1$  обычное синхротронное излучение [26]. Точно так же только при  $\xi \ll 1$  справедливо проведенное в п. 5.3 рассмотрение рождения пар при столкновении высокоэнергичного и лазерного фотонов.



Поскольку при Комpton-эффекте спектр жестче, чем при СИ, то необходимо работать при  $\xi \ll 1$ . Посмотрим, какие получаются  $\xi$  при  $k \sim 1$ .

В лазерном фокусе поле

$$F^2 \approx \frac{4A}{a_\gamma^2 \sigma \tau}, \quad (5.21)$$

где  $A$  — энергия вспышки,  $\tau$  — длительность. Отсюда

$$\xi^2 = A/\bar{A}; \quad \bar{A} = \frac{\sigma \tau}{4} \left( \frac{m \omega_0 a_\gamma c}{e \hbar} \right)^2. \quad (5.22)$$

Подставляя из (5.6), (5.7)  $a_\gamma \sim \sqrt{\lambda l_e / 4\pi}$ ,  $A \approx k A_0 \approx k \hbar c l_e / \sigma c$ ,  $\sigma \tau \approx l_e$ , получаем

$$\xi^2 = \frac{4}{\alpha \pi^2} \frac{\sigma_0}{\sigma_c} \frac{\lambda}{l_e} k, \quad (5.23)$$

где, согласно (5.1),  $\lambda \approx 20 E_0 (\text{ТэВ}) / x$ , мкм. Для ВЛЭПП с  $l_e = 0.15$  см при  $x = 4.8$  и  $k = 0.5$  имеем

$$\xi^2 \approx 0.1 E_0 (\text{ТэВ}). \quad (5.24)$$

Такое значение  $\xi$  можно считать приемлемым, но на пределе. Видно, что при увеличении  $E_0$  или уменьшении  $l_e$  можно получить  $\xi > 1$ . Это не означает, что при таких параметрах ускорителя невозможно работать. Формула (5.2) получена в предположении, что длина области конверсии  $\sim l_e$  (при этом получается минимальная  $A_0 \propto l_e$ ). Увеличивая длину области конверсии и длительность вспышки ( $l_\gamma \sim 2\beta_\gamma \gg l_e$ ), можно снова получить  $\xi^2 \ll 1$ . Тогда в формулах для  $A_0$  и  $\xi^2$  нужно заменить  $l_e$  на  $l_\gamma$ .

### 5.5. Лазеры

Перечислим еще раз все основные требования к параметрам лазеров, обеспечивающих  $k \sim 0.65$  при  $x = 4.8$ .

Энергия вспышки	$A \sim 2.5$ Дж	(5.25)
Частота повторений	$f = 100$ Гц (для ВЛЭПП)	
Длительность вспышки	$\sigma \tau \sim 1.5$ мм	
Длина волны	$\lambda = 4.2 E_0 (\text{ТэВ})$ , мкм	
Расходимость	близка к дифракционной	

По поводу возможного лазера пока можно сказать только некоторые соображения.

**Твердотельные лазеры** имеют энергию вспышки значительно большую, чем требуется для нашей задачи, но при малой частоте повторений. По-видимому, при специальной разработке можно получить одновременно требуемые  $A$ ,  $f$ ,  $\tau$ . Однако длина волны у твердотельных лазеров, как правило, менее 1 мкм ( $\lambda = 1.06$  мкм — неодимовое стекло), т. е. для  $E_0 = 1$  ТэВ будем иметь  $x \sim 20$ . Следовательно, будут рождаться  $e^+e^-$ -пары и  $k < 0.25$ . Другие проблемы — получение коротких сгустков с дифракционной расходимостью, синхронизация с электронным пучком.

**Газовые лазеры** могут работать от ультрафиолетовой области (экимерные) до  $\lambda = 5 \div 10$  мкм ( $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ). Меньше, чем у твердотельных лазеров, проблем с частотой повторения и расходимостью. В остальном примерно то же.

**Лазеры на свободных электронах.** В работе [9] для данной задачи было предложено использовать однопролетный лазер на свободных электронах (ЛСЭ). В этой схеме фотонный сгусток с  $\lambda \sim 1$  мкм генерируется основным электронным пучком, когда его энергия составляет 10 ГэВ. По-видимому, более рационально использовать отдельный линак для ЛСЭ, тогда не потребуется транспортировать световой сгусток на длине 10 км.

Интересно, что для коллайдера с  $E_0 = 5$  ТэВ требуется уже длина волны лазера  $\sim 20$  мкм. Если сделать электронный пучок такой длины, то при прохождении через ондулятор он будет сразу генерировать когерентно без всякой предварительной группировки.

Возможна и другая схема ЛСЭ с накоплением светового сгустка между зеркалами за много оборотов электронов в накопителе с энергией в несколько сот МэВ.

Для данной задачи ЛСЭ имеют несомненные достоинства: перестраиваемая длина волны, адекватная частота повторений и длительность импульса, простота синхронизации. К сожалению, в мире пока еще мало опыта в этой области.

## 6. СХЕМА $\gamma\gamma$ -, $\gamma e$ -СТОЛКНОВЕНИЙ

### 6.1. Общая схема места встречи

После конверсии на расстоянии  $b$  от места встречи все частицы, электроны и фотоны летят в направлении места встречи. Если



не предпринимать никаких мер, то электроны, рассеявшись на встречном пучке, приобретут большой угловой разброс и их будет очень трудно вывести без потерь. Кроме того, в сильных полях будут происходить всевозможные эффекты встречи (см. раздел 7), не позволяющие получить высоких  $\gamma\gamma$ - и  $\gamma e$ -светимостей.

Более привлекательным является следующий вариант организации места встречи (рис. 6). После конверсии электроны с широким спектром энергий попадают в поперечное магнитное поле  $B_e$  и отклоняются в горизонтальном направлении ( $x$ ). При пролете встречных пучков друг мимо друга на частицы действует сила в этом же направлении (если разведение пучков много больше их вертикального размера). В результате, пучок сохраняет малый угловой разброс в вертикальном направлении и его можно вывести в горизонтальную щель в линзах. Кроме того, благодаря предварительному отклонению внешним полем, мягкие частицы приобретают при рассеянии на встречном пучке не слишком большой угол. Это обстоятельство важно в схеме, где пучки сталкиваются под некоторым углом, и все конечные частицы летят мимо линз. Подробно вывод электронов рассматривается в разделе 8.

## 6.2. Проблемы

На пути создания  $\gamma\gamma$ ,  $\gamma e$  встречных пучков видны следующие проблемы принципиального и технического характера.

1. Имеются эффекты встречи, ограничивающие светимость. Наиболее серьезные ограничения возникают для  $\gamma e$ -столкновений.

2. Сложной технической проблемой является вывод электронов. После конверсии электроны имеют энергии в диапазоне  $E = (0.02 \div 1)E_0$  (см. раздел 8.3). Их нужно вывести из детектора без потерь на линзах и других элементах. На один поглощенный электрон  $\tau$ -вальной энергии образуется около 200 нейтронов. Отсюда видны необходимые требования. Задача осложняется тем, что эти частицы рассеиваются на встречном пучке.

3. Фотоны несут энергию, сравнимую с энергией исходного пучка электронов. Их тоже нужно вывести за пределы детектора и самого ускорителя.

4. Линзы, фокусирующие электроны, и магниты, отклоняющие электроны после конверсии, не должны перекрывать путь лазерному лучу.

5, 6. Наконец, для получения высокой светимости нужно создать сам  $ee$ -коллайдер и лазер с требуемыми параметрами.

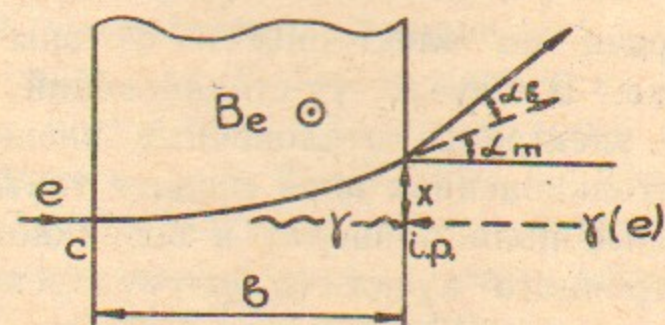


Рис. 6. Схема места встречи и вывода электронов.

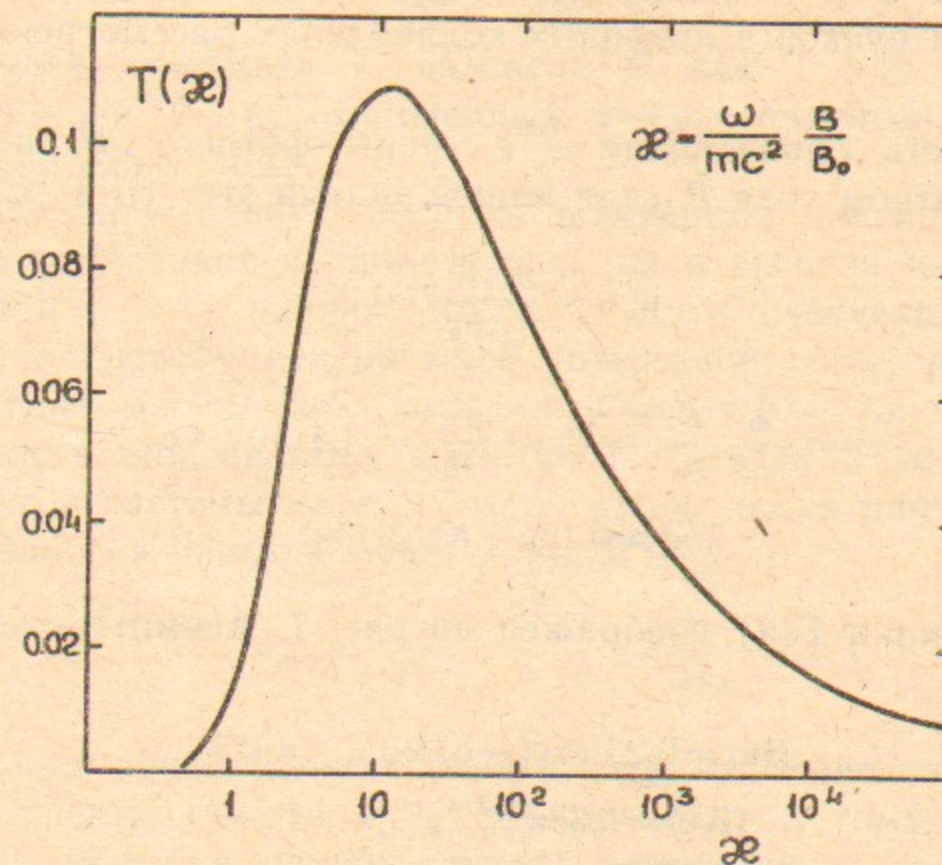


Рис. 7. Функция  $T(x)$  в формуле (7.1).



## 7. ЭФФЕКТЫ ВСТРЕЧИ В $\gamma\gamma$ - И $\gamma e$ -СТОЛКНОВЕНИЯХ

В месте встречи на электроны и фотоны действуют поля встречного сгустка. В случае  $\gamma\gamma$ -столкновений источником поля являются только электроны, отклоненные внешним полем после конверсии. В  $\gamma e$ -столкновениях поле создает также основной пучок электронов. Сильные поля приводят к возникновению некогерентности электронного пучка (в  $\gamma e$ -соударениях), а также к превращению фотонов в  $e^+e^-$ -пары (в  $\gamma\gamma$ -и  $\gamma e$ -соударениях). Решение этих проблем неминуемо связано с потерей светимости. Ниже рассмотрены эти и другие эффекты встречи.

### 7.1. Рождение $e^+e^-$ -пар в электромагнитном поле пучка

При прохождении через сильное поперечное магнитное (электрическое) поле, создаваемое встречным пучком, фотон может превратиться в  $e^+e^-$  пару [33—36]. Роль этого процесса при столкновении пучков в линейных коллайдерах рассмотрена в работах [37, 38].

Вероятность образования  $e^+e^-$ -пары фотоном с энергией  $\omega$  [34] в магнитном поле  $B$  (для нашей задачи это  $|B| + |E|$ )

$$\mu(\kappa) = \frac{\alpha^2 B}{r_e B_0} T(\kappa), \quad (7.1)$$

где

$$\kappa = \frac{\omega}{mc^2} \frac{B}{B_0}, \quad B_0 = \frac{m^2 c^3}{e\hbar} = 4.4 \cdot 10^{13} \text{ Гс},$$

$$T(\kappa) \approx 0.16\kappa^{-1} K_{1/3}^2(4/3\kappa). \quad (7.2)$$

График функции  $T(\kappa)$  изображен на рис. 7. Асимптотические значения

$$T(\kappa) = 0.23 \exp(-8/3\kappa), \quad \kappa \ll 1$$

$$T(\kappa) = 0.38\kappa^{-1/3}, \quad \kappa \gg 1. \quad (7.3)$$

В нашем случае  $\omega \sim E_0$ , поэтому можно считать  $\kappa \sim \Upsilon = \gamma B/B_0$ , и тогда

$$\mu(\Upsilon) \approx \frac{\alpha^2 \Upsilon}{r_e \gamma} T(\Upsilon). \quad (7.4)$$

Интенсивное рождение пар начинается при  $\Upsilon > 1$ . Это легко

понять. В системе рожденной пары работа поля на комптоновской длине волны  $\lambda_c = \hbar/mc$  становится больше  $mc^2$ .

Найдем выражения для  $\Upsilon$ . После конверсии электроны отклоняются магнитным полем  $B_e$  и пролетают мимо места встречи на некотором расстоянии  $x_0$  (для  $E = E_0$ , рис. 6). Поле в месте встречи создают, в основном, частицы не испытавшие комптоновского рассеяния, так как пролетают ближе к месту встречи. Создаваемое ими поле  $|E| + |B| = 2eN(1-k)/\sigma_z x_0$ , откуда

$$\Upsilon_1 \approx \frac{2N(1-k)r_e^2 \gamma}{\alpha \sigma_z x_0}. \quad (7.5)$$

В  $\gamma e$ -соударениях на фотоны действует поле встречного пучка электронов. Внутри плоского пучка ( $\sigma_x \gg \sigma_y$ )

$$\bar{\Upsilon}_0 \sim \frac{Nr_e^2 \gamma}{\alpha \sigma_x \sigma_z}. \quad (7.6)$$

Далее будем снабжать  $\Upsilon$  индексом 0 или 1 для обозначения источника поля: 0 — не отклоненный, 1 — отклоненный электронный пучок после конверсии.

Найдем минимальную энергию рожденных частиц. При  $\Upsilon < 1$  рождение происходит на пороге реакции и энергия частиц в паре  $\sim \omega/2$ . При  $\Upsilon \gg 1$  оценку можно сделать следующим образом. Переходя в систему центра масс рожденной пары, находим, что инвариантная масса пары порядка  $W \approx 2e\gamma' B \lambda_c$ , где  $\gamma' B$  — электрическое поле в этой системе, а  $\gamma' = \omega/W$ . Отсюда  $W^2 \approx 2eB\omega\lambda_c$ . При распаде этой системы на  $e^+e^-$ -пару вдоль линии движения минимальная энергия частицы будет (при  $W \gg mc^2$ )

$$\varepsilon_{\min} \approx \frac{\omega m^2}{W^2} = \frac{m}{2} \frac{B_0}{B} = \frac{E_0}{2\Upsilon_0}. \quad (7.7)$$

Это очень приближенная оценка, однако, исследование точной формулы спектра частиц [36, 38] приводит к тому же выводу. При  $\Upsilon \gg 1$  ( $\kappa \approx \Upsilon$  в нашем случае) спектр имеет седлообразную форму с пиками на краях при  $\varepsilon/\omega = 1.6/\Upsilon$  и  $1 - 1.6/\Upsilon$ . В области  $\varepsilon < 0.5E_0/\Upsilon$  происходит экспоненциальный спад. Для дальнейших оценок в качестве границы спектра возьмем  $\varepsilon_{\min} = 0.2E_0/\Upsilon$ , ниже которой число частиц пренебрежимо мало.

Вероятность рождения пары за время встречи



$$p \approx \mu\sigma_z = \frac{\alpha^2 \sigma_z}{r_e \gamma} \Upsilon T(\Upsilon). \quad (7.8)$$

Отсюда, при заданной вероятности рождения пары  $p$  можно найти  $\Upsilon$ , являющийся функцией одной переменной

$$p_1 = p \frac{r_e \gamma}{\alpha^2 \sigma_z}. \quad (7.9)$$

С достаточной точностью (лучше 25%) решение (7.8) можно аппроксимировать в виде

$$\Upsilon = \begin{cases} 2.7/\ln(0.1/p_1), & p_1 < 0.01 \\ 1.2 + 9 \cdot p_1 & 0.01 > p_1 > 4 \\ 4.5 \cdot p_1^{3/2} & p_1 > 4 \end{cases} \quad (7.10a)$$

$$(7.10b)$$

$$(7.10b)$$

Для выяснения качественных зависимостей удобно упростить эти выражения

$$\Upsilon = \begin{cases} 1. & 0.001 < p_1 < 0.1 \\ 10 \cdot p_1 & 0.1 > p_1 > 5 \\ 4.5 \cdot p_1^{3/2} & p_1 > 5 \end{cases} \quad (7.11a)$$

$$(7.11b)$$

$$(7.11b)$$

Точность приближения (7.11) составляет  $\sim 2$  при  $p_1 < 0.25$  и лучше 25% при больших  $p_1$ . В случае (б) фактически принято, что  $T=0.1$  в области  $\Upsilon=1 \div 50$ . Характерные значения параметра  $p_1$  составляют:  $p_1=0.14 \cdot p$  для ВЛЭПП и  $p_1=0.75 \cdot p$  для TLC. На мультитэвных коллайдерах предполагается использовать еще более короткие пучки и  $p_1$  может быть значительно больше.

## 7.2. Ограничение на светимость, обусловленное рождением $e^+e^-$ -пар в $\gamma\gamma$ -столкновениях

Рождение пар фотоном в поле отклоненного встречного пучка определяется в этом случае параметром  $\Upsilon_1$ . Из  $\Upsilon_1$  можно получить необходимое разведение в месте встречи:

$$x_0 = \frac{2N(1-k)\gamma r_e^2}{\alpha \sigma_z \Upsilon_1}. \quad (7.12)$$

Для обеспечения отклонения  $x_0$  в поле  $B_e$  необходимо расстояние от области конверсии до места встречи

$$b^2 = \frac{2E_0 x_0}{eB_e} = \frac{4N(1-k)r_e^3 \gamma^2 B_0}{\alpha^2 \sigma_z \Upsilon_1 B_e} \quad (7.13)$$

Пусть эмиттанс электронных пучков очень мал и поперечный размер пучка фотонов в месте встречи определяется комптоновским рассеянием, т. е.  $a_\gamma \sim b/\gamma$ . Тогда  $\gamma\gamma$ -светимость

$$L_{\gamma\gamma} \approx \frac{N^2 f k^2 (1-p)}{4\pi a_\gamma^2} \sim \frac{N f \alpha^2 k^2 (1-p) \sigma_z B_e}{16\pi(1-k)r_e^3 B_0} \Upsilon_1. \quad (7.14)$$

Опущенный численный коэффициент пропорциональности составляет 0.85 для поляризованных пучков ( $2P_c \lambda = -1$ ) и 0.4 для неполяризованных. Фактор  $(1-p) \sim (1-0.5p)^2$  при малых  $p$  отражает уменьшение числа фотонов ввиду их превращения в  $e^+e^-$ -пары. Подставив  $\Upsilon_1$  из (7.11), получаем для трех областей изменения  $p_1$

$$\frac{N f \alpha^2 k^2 \sigma_z B_e (1-p)}{16\pi(1-k)r_e^3 B_0}, \quad (7.15a)$$

$$L_{\gamma\gamma} \approx \frac{N f \gamma k^2 B_e p (1-p)}{1.6\pi r_e^2 B_0 (1-k)}, \quad (7.15b)$$

$$\frac{N f B_e}{4\pi \alpha r_e^2 B_0} \left( \frac{\gamma^3 r_e p}{\sigma_z} \right)^{1/2} \frac{k^2 (1-p)}{1-k}. \quad (7.15b)$$

Обратим внимание на то, что при работе в режиме (а), когда пары практически не рождаются, светимость  $L_{\gamma\gamma} \propto \sigma_z$  и не зависит от энергии. При допуске рождения пар  $L_{\gamma\gamma}$  сначала перестает зависеть от  $\sigma_z$  (7.15б), затем даже увеличивается при уменьшении  $\sigma_z$  (7.15в). Также появляется рост светимости при увеличении энергии.

Из формулы (7.14) следует, что  $L_{\gamma\gamma} \propto \Upsilon_1$ , т. е. чем больше вероятность рождения пар мы допускаем, тем больше можно получить светимость. Режим малой вероятности рождения пар соответствует  $\Upsilon_1 \ll 1$ . Какие есть ограничения на значение  $p$ ? Формально светимость растет, по крайней мере, до  $p \sim 0.5$ . Однако, есть два эффекта, до конца еще не изученных, которые могут ограничить  $p$  на заметно меньшем уровне.

1. Рожденные фотоном  $e^+e^-$ -пары расходятся под действием поля встречного отклоненного электронного пучка. Эти смещенные в разные стороны частицы сами создают поле в области фотонного пучка, что может увеличивать вероятность рождения пар. Поле от встречных пар влияет также на движение самих  $e^-e^+$ . Получается довольно сложная картина.



Рассмотрим поле, действующее на фотон, летящий слева направо. Электроны и позитроны, летящие в том же направлении, на него не действуют, нужно учитывать только поля встречных, отклоненных после конверсии частиц, и разошедшихся  $e^+e^-$ . Эти поля складываются или вычитаются в зависимости от типа начальных частиц и направления отворота. На рис. 8 изображены возможные комбинации. В случаях *a* и *г* поля складываются, в *б*

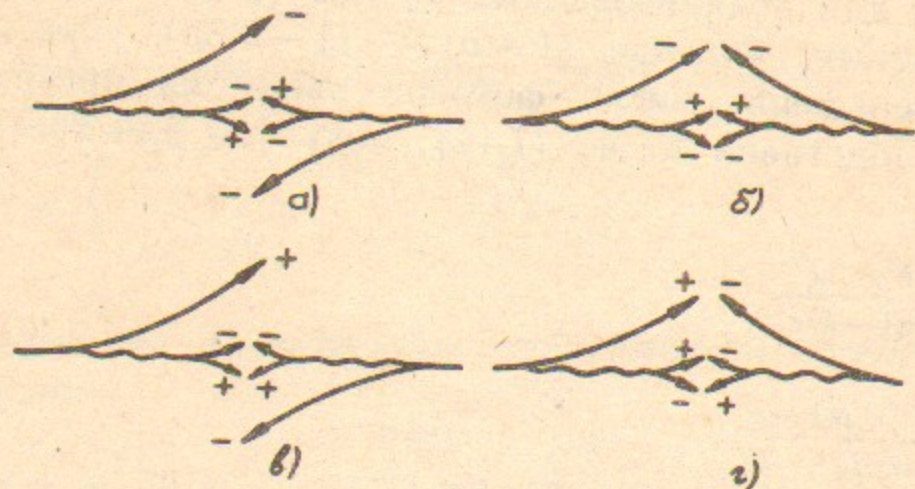


Рис. 8. Источники полей в месте встречи.

и *в* вычитаются. В последних случаях может произойти существенное уменьшение поля на оси (своего рода экранировка). Хорошие в этом отношении случаи *б* и *в*, с другой стороны, имеют недостатки. В *б* отклоненные электронные пучки сталкиваются и рассеиваются не только в плоскости рисунка, что нехорошо с точки зрения фона. В случае *в* требуются позитронные пучки.

2. Второй эффект. Пусть  $e^+e^-$  даже не расходятся. При столкновении нейтральных пучков, состоящих из  $e^+e^-$ -пар, при определенных условиях возникает неустойчивость [14]. Критерий устойчивости, примерно, тот же, что и для нескомпенсированных пучков (2.11).

Эти вопросы требуют детальной проработки. Возникающие поля влияют также на углы разлета частиц, от которых зависит схема вывода.

При малых  $p$  все эти эффекты несущественны. Для тэвных коллайдеров светимость зависит от  $p_1$  еще довольно слабо см. (7.10), поэтому рассмотрим пока только этот случай. Положим для дальнейших оценок  $\Upsilon_1 = 1$ . Тогда

$$L_{\gamma\gamma} \approx \frac{Nf\alpha^2 k^2 \sigma_z B_e}{16\pi(1-k)r_e^3 B_0} \quad (7.16)$$

Полагая  $k=0.5$ ,  $B_e=30$  кГс, получаем

$$L_{\gamma\gamma} \approx 1.6(N/10^{10})f(\text{Гц}) \cdot \sigma_z(\text{см}) \cdot 10^{32}, \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}. \quad (7.17)$$

Отсюда

$$\begin{aligned} \text{для ВЛЭПП} \quad L_{\gamma\gamma} &\sim 2.5 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}. \\ \text{для TLC} \quad L_{\gamma\gamma} &\sim 5.5 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}. \end{aligned}$$

При  $k=0.65$  светимость возрастет еще в 2.4 раза.

Видим, что ограничение светимости из-за когерентного рождения пар происходит на довольно высоком уровне, выше, чем светимость в  $e^+e^-$ -столкновениях.

### 7.3. Ограничение на $L_{\gamma e}$ из-за когерентного рождения пар

В случае  $\gamma e$ -соударений на фотоны действует в основном поле встречного пучка электронов. Соответствующим параметром будет величина  $\Upsilon_0$  (7.6). Зависимость  $\Upsilon_0$  от параметров пучков и вероятности рождения пар дается теми же формулами (7.10). При фиксированных  $N$ ,  $\sigma_z$ ,  $\gamma$  рождение пар регулируется горизонтальным размером пучка  $\sigma_x$ .

Пусть разведение пучков в месте встречи

$$x_0 = s\sigma_x. \quad (7.18)$$

(Отношение  $s = x_0/\sigma_x$  будет далее обсуждаться с учетом других эффектов: потерь энергии электронным пучком, его сдвига и др.)

Расстояние от области конверсии до места встречи находится по формуле (7.13) (с заменой  $\Upsilon_1$  на  $\Upsilon_0$ ). В месте встречи сталкивается плоский электронный пучок с горизонтальным размером  $\sigma_x$  с фотонным пучком, имеющим размер по вертикальному направлению не менее  $b/\gamma$ . Светимость  $\gamma e$ -столкновений будет

$$L_{\gamma e} \sim \frac{N^2 f k \gamma (1-0.5p)}{4\pi b \sigma_x}, \quad (7.19)$$

где

$$\sigma_x = \frac{N r_e^2 \gamma}{\alpha \sigma_z \Upsilon_0}, \quad (7.20)$$

$$b^2 = \frac{2e\gamma\sigma_x s}{r_e B_e}. \quad (7.21)$$

В результате имеем



$$L_{\gamma e} = \frac{\alpha^2 f \sigma_z \gamma_0 (1 - 0.5p) k}{4\pi r_e^3 \gamma} \left( \frac{B_e \sigma_z \gamma_0 N}{2B_0 s} \right)^{1/2} \quad (7.22)$$

Для трех интервалов (7.11) значений  $p_1$  получаем

$$\frac{0.055 f k \alpha^2 \sigma_z (1 - 0.5p)}{r_e^3 \gamma} \left( \frac{B_e \sigma_z N}{2B_0 s} \right)^{1/2}, \quad (7.23a)$$

$$L_{\gamma e} = \frac{1.75 f k (1 - p) p}{r_e^2} \left( \frac{B_e N p \gamma}{B_0 s} \right)^{1/2}, \quad (7.23б)$$

$$\frac{0.5 f k (1 - 0.5p)}{\alpha r_e^2} \left( \frac{N \gamma B_e}{B_0 s} \right)^{1/2} \left( \frac{p^3 \gamma r_e}{\alpha^2 \sigma_z} \right)^{3/4} \quad (7.23в)$$

В формулах остались неопределенными величины  $s$  и  $p$ . Этому посвящены два следующих раздела. Затем будет сделано резюме по  $L_{\gamma e}$  с учетом всех эффектов.

#### 7.4. Радиационные потери энергии электронов в $\gamma e$ -столкновениях

Поля встречных частиц приводят к излучению энергии электронами основного пучка. Величина относительных потерь должна быть ограничена. Есть два источника полей.

1. Отклоненный после конверсии встречный пучок электронов.
2. Поле могут создавать рожденные фотонами  $e^+e^-$ -пары. Поле при этом образуется следующим образом. Под действием основного электронного пучка рожденные электроны выталкиваются из области встречи, а оставшиеся внутри пучка позитроны создают поле.

Отсюда возникают основные требования на величину разведения пучков и допустимую вероятность рождения пар.

Рассмотрим первый эффект. В месте встречи создают поле в основном  $N(1-k)$  электронов, не испытавших комптоновского рассеяния, так как они находятся ближе. Полагая однородной плотность частиц по длине  $2\sigma_z$ , нетрудно получить, что при пролете на расстоянии  $x_0$  от этого пучка относительная потеря энергии частицей составляет (ср. (2.8))

$$\delta = \frac{8r_e^2 N^2 \gamma (1-k)^2}{3\sigma_z x_0^2} F_{\gamma_1} = \frac{2\alpha^2 \sigma_z}{3r_e \gamma} \gamma_1 (F_{\gamma_1} \gamma_1), \quad (7.24)$$

где  $\gamma_1$  определено в (7.5). Функция  $F_{\gamma_1} = 1$  для  $\gamma \ll 1$  и  $(F_{\gamma_1} \gamma) \approx \gamma / (5\gamma + 1)$  для  $\gamma < 100$  (аппроксимация расчетов [15]). Отсюда

$$\gamma_1 = 2.5u + \sqrt{6.25u^2 + u}, \quad (7.25)$$

где

$$u = \frac{3\delta r_e \gamma}{2\alpha^2 \sigma_z}.$$

Из формул (7.5), (7.6), (7.24) получаем разведение

$$x_0 = \frac{4\alpha r_e N (1-k)}{3\delta} (F_{\gamma_1} \gamma_1) \quad (7.26)$$

и отношение

$$s = \frac{x_0}{\sigma_x} = \frac{2(1-k)\gamma_0}{\gamma_1}. \quad (7.27)$$

Величина  $\gamma_1$  определена выше, а значение  $\gamma_0$  дается формулами (7.10), (7.11). Найдем  $s$  для случая малой вероятности рождения пар, т. е.  $\gamma_0 \sim 1$ . Для  $\delta = 0.05$  и  $k = 0.5$  из (7.25) получаем для ВЛЭПП  $u = 0.01$ ,  $\gamma_1 = 0.13$  и  $s = 8$ , для TLC  $u = 0.055$ ,  $\gamma_1 = 0.4$  и  $s \sim 2.5$  (обсуждение полученных  $s$  будет в разделе 7.6).

Аналогично из (7.27) можно найти  $s$  для произвольного случая, тогда  $s$  будет зависеть от вероятности рождения пар. Максимальное значение  $p$  (при этом будет максимальной светимостью) ограничено потерей энергии в поле рожденных позитронов (см. начало этого пункта). В данной работе общий случай  $\gamma e$ -столкновений не рассматривается (как и для  $\gamma\gamma$ ), так как для тэвнских коллайдеров, как следует из (7.10),  $\gamma$  не может существенно превышать 1.

#### 7.5. Поворот спина

При повороте электрона угол  $\theta$  спин поворачивается на угол [26]

$$\theta' = \frac{\mu'}{\mu_0} \gamma \theta = \frac{\alpha \gamma}{2\pi} \theta, \quad (7.28)$$

где  $\mu_0$  и  $\mu'$  — нормальный и аномальный магнитные моменты электрона. В рассматриваемом случае электроны основного пучка при встрече отклоняются на угол



$$\theta = \frac{2r_e N(1-k)}{\gamma x_0}, \quad (7.29)$$

тогда

$$\theta' = \frac{\alpha r_e N(1-k)}{\pi x_0}. \quad (7.30)$$

Продольная поляризация электронов уменьшается на 5% при  $\theta' < 1/3$ , отсюда получаем необходимое разведение

$$x_0 > \alpha r_e N(1-k). \quad (7.31)$$

Это надо сравнивать с выражением (7.26), полученным из ограничения на относительную потерю энергии на излучение. В случае малых  $\gamma_1$  и при требовании хорошей монохроматичности условие (7.31) является более жестким. Для ВЛЭПП и TLC определяющим является все же (7.26).

### 7.6. Сдвиг электронного пучка

При встрече основной электронный пучок смещается в поле встречных отклоненных частиц на расстояние

$$\Delta x = \frac{\sigma_z r_e N(1-k)}{\gamma x_0}. \quad (7.32)$$

Чтобы светимость не падала, необходимо иметь  $\Delta x < \sigma_x$ . Мы имеем

$$\frac{\Delta x}{\sigma_x} = \frac{\alpha^2 \sigma_z^3 \gamma_0^2 (1-k)}{\gamma^3 N r_e^3 s}. \quad (7.33)$$

Анализ различных случаев показывает, что эта величина максимальна для ускорителей с длинным пучком при низкой энергии. Так для ВЛЭПП при  $k=0.5$   $\Delta x/\sigma_x \sim 0.3 \cdot \gamma_0^2/s E_0$  (ТэВ). Видно, что, если при уменьшении энергии поддерживать  $\gamma_0 \sim 1$  и  $s \sim 5 \div 10$ , то при  $E_0 < 0.3$  ТэВ будет  $\Delta x/\sigma_x > 1$ . Для  $E_0 \sim 1$  ТэВ смещение мало. Заметим, что, если бы пучок после конверсии не отклоняли вообще или делали это по вертикали, то сдвиг нужно было бы сравнивать уже с существенно меньшим, вертикальным размером. Разведение еще полезно и тем, что мягкие частицы при рассеянии на встречном пучке получают небольшие углы (подробнее см. раздел 8.3)

### 7.7. Угловое распределение частиц после встречи в $\gamma e$ -столкновениях

При  $\gamma_0 \gg 1$  фотоны рождают внутри электронного сгустка  $e^+e^-$ -пары с довольно малой минимальной энергией (7.7)  $E \sim 0.2 E_0/\gamma_0$ . Рожденные электроны отталкиваются от встречного электронного пучка и приобретают некоторый угол. Считая, что поле плоского пучка  $2B = \pi e N/\sigma_x \sigma_z$  мало меняется до расстояний  $\sim 2\sigma_x$ , а затем равно нулю, находим угол отклонения для частиц с энергией  $E$ :

$$\begin{aligned} \theta &\sim \frac{\pi N e^2}{\sigma_x E} && \text{при } \theta < 4\sigma_x/\sigma_z, \\ \theta &\sim \left( \frac{4\pi N e^2}{\sigma_z E} \right)^{1/2} && \text{при } \theta > 4\sigma_x/\sigma_z. \end{aligned} \quad (7.34)$$

Углы рассеяния в вертикальном и горизонтальном направлениях будут примерно одинаковы, так как на расстояниях порядка  $\sigma_x$  от центра пучка поле уже почти азимутально симметрично.

Видно, что для больших  $\gamma_0$  и коротких сгустков углы рассеяния велики и будут сложности с выводом частиц.

### 7.8. Оценка $L_{\gamma e}$

Ограничимся только случаем, когда  $e^+e^-$ -пары в поле электронного пучка почти не рождаются, т. е.  $\gamma_0 \sim 1$ . Как уже отмечалось это хорошо описывает ситуацию для тэвных коллайдеров. Для общего случая основные побочные эффекты были отмечены, но еще требуют дополнительного изучения. Для  $\gamma_0 = 1$   $\gamma e$ -светимость ограничена величиной см. (7.22)

$$L_{\gamma e} \approx \frac{\alpha^2 f \sigma_z k}{4\pi r_e^3 \gamma} \left( \frac{B_e \sigma_z N}{2B_0 s} \right)^{1/2}. \quad (7.35)$$

В предыдущем разделе рассмотрены факторы, определяющие отклонение в месте встречи электронного пучка, использованного для конверсии. При  $E_0 = 1$  ТэВ все определяется потерей энергии основного электронного пучка на излучение. Требуемое разведение составляет  $s=8$  для ВЛЭПП и  $s \approx 2.5$  для TLC. В последнем случае будет происходить много  $ee$ -столкновений, поэтому увеличим разведение до  $s \sim 5$ . Полагая для оценки в обоих случаях  $s=5$ ,  $k=0.5$ ,  $B_e=30$  кГс, получаем



$$L_{\gamma e} = \frac{0.7 \cdot 10^{32}}{E_0(\text{ТэВ})} \sqrt{\frac{N}{10^{10}}} \sigma_z^{3/2}(\text{см}) f(\text{Гц}), \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}. \quad (7.36)$$

Отсюда, предельная светимость  $\gamma e$ -столкновений составляет для

$$\begin{aligned} \text{ВЛЭПП:} & \quad L_{\gamma e} \sim 6 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}, \\ \text{TLC:} & \quad L_{\gamma e} \sim 3.5 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}. \end{aligned} \quad (7.37)$$

Видим, что  $L_{\gamma e}$  примерно в 30 раз меньше, чем  $L_{\gamma\gamma}$  (7.17). Для тэвной области желательно иметь  $L_{\gamma e}$  хотя бы на порядок больше.

## 8. ВЫВОД ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ

### 8.1. Общие замечания

Ввиду того, что из-за эффектов встречи в  $\gamma e$ -соударениях трудно получить хорошую светимость, а также для краткости далее будем рассматривать только  $\gamma\gamma$ -соударения.

Вывод частиц из области конверсии и места встречи является сложной задачей. Нечто подобное имеет место и в  $e^+e^-$ -столкновениях при больших  $\gamma$ .

В последнее время обсуждается схема столкновений  $e^+e^-$ -пучков под некоторым углом  $\alpha_c$  между осями двух ускорителей, так что после встречи разрушенные электронные пучки летят мимо линз. При обычном столкновении пучков светимость будет падать, если  $\alpha_c > \sigma_x/\sigma_z$ . Эту проблему можно решить [40] путем поворота каждого пучка относительно средней траектории на угол  $\alpha_c/2$  с помощью СВЧ-поля (рис. 9). Такой способ столкновения получил название «краб-кроссинг».

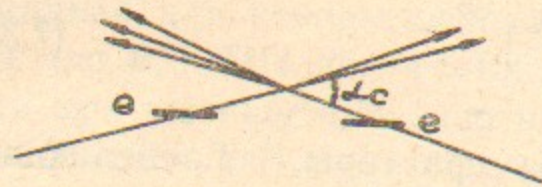


Рис. 9. «Краб-кроссинг».

Получается как бы лобовое столкновение пучков, но все частицы имеют составляющую скорости в направлении, перпендикулярном коллайдеру. При этом светимость не теряется. Такой метод встречи является, пожалуй, единственным при работе в области  $\gamma \gg 1$ , где образуется много мягких частиц (СИ, рождение пар), получающих большие углы при рассеянии на встречном пучке. Аналогичный подход можно применить и к  $\gamma\gamma$ -столкновениям. Будем считать эту схему основной.

В принципе,  $\gamma\gamma$ -соударения можно сделать и без встречи под

углом, поскольку, благодаря предварительному разведению пучков, все частицы после столкновения летят в горизонтальной плоскости и их можно вывести в щель в линзах. В этом случае придется применять импульсные магниты. Это, конечно, сложная задача, так как частицы имеют широкий спектр. Первая (основная) схема выглядит намного изящнее.

### 8.2. Вывод высокоэнергичных фотонов

Если пучки сталкиваются под углом относительно друг друга (рис. 9, 10,а), то фотоны без проблем улетают мимо линз и ускоряющей структуры. Тут есть только один вопрос: как организовать угол встречи? Может быть сразу заложен угол между осями двух половинок коллайдера; или же коллайдер находится на одной оси, и только вблизи места встречи пучки поворачиваются на угол порядка десятка миллирадиан (мы говорим сейчас об изменении направления движения, а не о развороте пучка относительно сред-

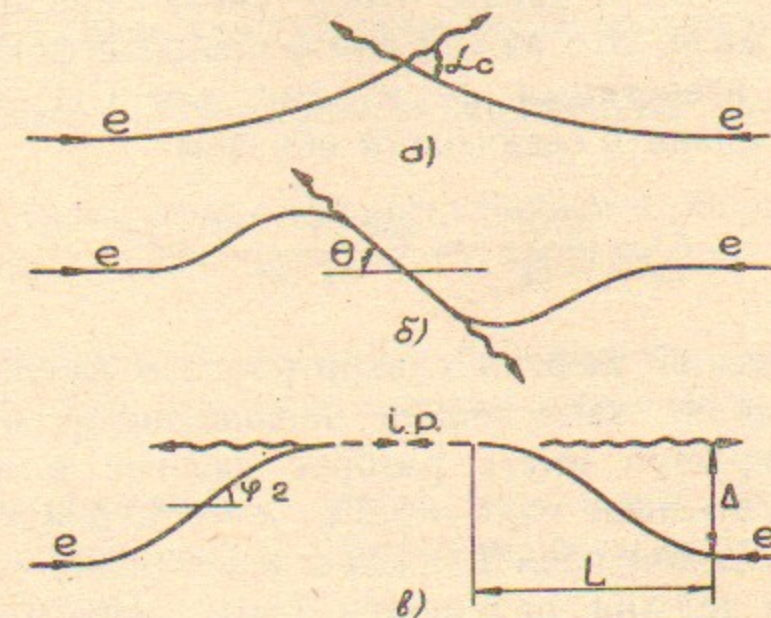


Рис. 10. Схема вывода фотонов.

ней линии). В первом случае угол встречи фиксируется раз и навсегда, что не очень удобно. Во втором случае также есть один недостаток. В месте встречи желательно иметь продольно поляризованные пучки. При повороте пучка на угол  $\phi$  спин поворачивается на угол (ср. (7.28))

$$\phi' = \frac{\mu'}{\mu_0} \phi \gamma \approx \frac{\alpha \gamma}{2\pi} \phi. \quad (8.1)$$



Так при  $\varphi = \alpha_c/2 = 5$  мрад  $\varphi' = 3.6 \cdot E$  (ТэВ), т. е. угол поворота спина существенно зависит от рабочей энергии. В принципе, можно сделать компенсацию перед инжекцией пучка в коллайдер.

При нулевом угле  $\alpha_c$  между пучками нужно позаботиться, чтобы фотоны пролетели внутри линз и далее, не задевая за конструктивные элементы, дошли до поглотителя. Это можно организовать двумя способами:

- 1) изогнуть ускоритель вблизи места встречи так, чтобы линия встречи имела угол  $\theta \neq 0$  относительно оси коллайдера (рис. 10,б);
- 2) параллельно сдвинуть место встречи на  $\Delta \sim 25$  см от оси коллайдера при  $\theta = 0$  (рис. 10,в).

В первом случае также есть проблема с поворотами спинов. Рассмотрим второй вариант. Найдем минимальное расстояние  $L$ , на котором можно осуществить сдвиг места встречи на  $\Delta = 25$  см (такое расстояние будет достаточно, чтобы тепло, выделяемое при поглощении частиц, не повредило вакуумную камеру). Длина поворота должна быть такой, чтобы увеличение энергетического разброса было мало. Это важно для финальной фокусировки. Воспользовавшись известными формулами для СИ, энергетический разброс можно оценить следующим образом:

$$\frac{\sigma_E}{E_0} \sim \frac{\sqrt{\Delta E \omega_c}}{E_0} \approx \frac{250 E_0^{5/2} (\text{ТэВ})}{kL (\text{м})} \varphi^{3/2}, \quad (8.2)$$

где  $\omega_c$  — критическая энергия синхротронного излучения,  $\varphi$  — угол поворота,  $k$  — доля, заполненная поворотными магнитами. Во ВЛЭПП планируется иметь разброс энергий в пучке  $\pm 0.3\%$ . Полагая дополнительное  $\sigma_E/E = 0.2\%$ ,  $k = 0.5$ ,  $\Delta = 25$  см и, учитывая, что  $\varphi = 4\Delta/L$ , получаем  $L = 125$  м и  $\varphi = 0.008$ . Схема поворота должна, разумеется, быть такой, чтобы сохранялся эмиттанс пучка (как в арках SLC).

Эту оценку можно также использовать для случая  $\alpha_c \neq 0$  (основной вариант). Видно, что для создания угла  $\alpha_c/2 = 5$  мрад требуется база порядка 100 м.

Следующий вопрос. При Комpton-эффекте характерные углы фотонов  $\theta \sim 1/\gamma$ . Однако, мягкие фотоны имеют большие углы. Для выяснения требуемой апертуры вычислим суммарную энергию фотонов, летящих на угол  $\theta > \theta_m$ .

Энергия фотонов, вылетающих на угол  $\theta \gg 1/\gamma$ , находится по формуле (5.1):  $\omega = E_0 x / \gamma^2 \theta^2$ . Учитывая, что при  $y = \omega/E_0 \ll 1$

$$\frac{1}{\sigma_c} \frac{d\sigma_c}{dy} = \frac{4\sigma_0}{x\sigma_c},$$

находим энергию фотонов с  $y < y_{\min}$  или  $\theta > \theta_{\max}$ :

$$\frac{\Delta E}{E} = \int_0^{y_{\min}} \frac{y}{\sigma_c} \frac{d\sigma_c}{dy} dy \approx \frac{2\sigma_0 y_{\min}^2}{x\sigma_c} = \frac{2\sigma_0 x}{\sigma_c \gamma^4 \theta_{\max}^4}. \quad (8.3)$$

Для обеспечения  $\Delta E/E_0 < 10^{-8}$  при  $x \sim 5$  необходимо  $\theta_{\max} \sim 200/\gamma$  т. е.  $\theta_{\max} \sim 10^{-4}$  при  $E_0 = 1$  ТэВ. Это угловой разброс только за счет Комpton-эффекта. К нему нужно добавить еще угловую расходимость электронного пучка. Так или иначе, апертура линзы будет заведомо больше, так что особых проблем с выводом фотонов нет (тем более для  $\alpha_c \neq 0$ , когда фотоны летят мимо линз). Заметим, что при  $\theta > 700/\gamma \sim 3.5 \cdot 10^{-4}$  энергия фотонов становится меньше 10 МэВ и нейтронов не образуется.

### 8.3. Вывод электронов после конверсии

Имеется несколько источников заряженных частиц в  $\gamma\gamma$ -столкновениях:

- а) исходные электроны, не рассеявшиеся в области конверсии;
- б) электроны, потерявшие часть энергии при комptonовском рассеянии;
- в) электрон-позитронные пары, родившиеся подпорогово (или открыто при  $x > 4.8$ ) при столкновении лазерных и высокоэнергичных фотонов;
- г) электрон-позитронные пары, рожденные фотоном в месте встречи в поле встречного отклоненного электронного пучка (и встречных  $e^+e^-$ -пар).

Есть и другие источники, которыми можно пренебречь по сравнению с перечисленными. Рассмотрим характеристики этих частиц.

а). Число таких частиц  $N(1-k)$ , их энергия  $E_0$ , исходное положение — область конверсии.

б). После конверсии электроны имеют широкий спектр. Максимальная энергия  $E_0$ , минимальная [7]

$$E_{\min} = E_0 / (nx + 1), \quad (8.4)$$

где  $n$  — число комptonовских рассеяний одного и того же электрона (при этом считается, что каждый раз электрон теряет макси-



мально возможную энергию). Вероятность  $n$ -кратного столкновения

$$p_n = \frac{r^n e^{-r}}{n!}, \quad (8.5)$$

где  $r$  — вероятность столкновения. Ввиду того, что после нескольких первых столкновений сечение Комpton-эффекта возрастает до томсоновского сечения  $\sigma_T = 8\sigma_0/3$ , а вначале при  $x=5$   $\sigma_c = 0.75\sigma_0$ , то можно положить  $r \approx 3.5 \cdot r_0$  (коэффициент конверсии  $k = 1 - \exp(-r_0)$ ,  $r_0 = A/A_0$ ).

Найдем минимальную энергию частиц, о выводе которых еще нужно заботиться, или такое  $n$ , что  $E_{\min} p < 10^{-9} E_0$  (меньше нет смысла, так как есть другие фоны). Простые вычисления дают:  $n=13, 17, 24$  для  $r_0=0.5, 1, 2$  ( $k=0.4, 0.63, 0.86$ ) и, соответственно,  $E_{\min} = 1.5, 1.2, 0.8\%$ . На самом деле мягкие электроны в среднем при столкновении теряют вдвое меньше энергии, чем при максимальной передаче, поэтому результат следует увеличить вдвое. Для дальнейших оценок будем считать  $E_{\min} = 2\%$ .

в). Число  $e^+e^-$ -пар, рожденных в области конверсии может составлять заметную долю от числа электронов даже при работе ниже порога  $x=4.8$  [24, 25]. В начале частицы имеют энергию  $\sim E_0/2$ . Однако, в результате многократных соударений их энергия упадет, как и в предыдущем случае, до  $E_{\min} \sim 2\%$ . Исходное положение этих частиц — область конверсии.

г). Эти  $e^+e^-$ -пары образуются в месте встречи. Их число мало при  $\Upsilon_1 < 1$  и может быть сравнимо с числом фотонов при больших  $\Upsilon_1$ . Минимальная энергия частиц  $\sim 0.2E_0/\Upsilon_1$ .

Все эти частицы получают отклонение в поле отворотных магнитов и встречного пучка. В результате образуется некоторый угловой разброс в основном в горизонтальной плоскости.

Найдем углы рассеяния частиц, следующих из области конверсии (рис. 6). Сначала частица с энергией  $E$  проходит отклоняющий магнит, где приобретает угол

$$\alpha_m = eV_e b / E. \quad (8.6)$$

В месте встречи она имеет смещение

$$x = eV_e b^2 / 2E. \quad (8.7)$$

Найдем угол  $\alpha_b$ , который приобретает электрон за счет взаимодействия со встречным сгустком. Основное действие оказывают

частицы с энергией  $E_0$ , так как находятся ближе к оси. Если прицельный параметр мало менялся за время встречи (верхняя оценка), то угол отклонения за счет взаимодействия с пучком

$$\alpha_b = \frac{2e^2 N(1-k)}{E(x_0+x)}, \quad (8.8)$$

где  $x_0$  — смещение частиц с энергией  $E_0$  (8.7).

Интересно, что для частиц различных энергий  $\alpha_b$  отличается менее, чем в два раза, так как частицы с меньшей энергией приходят в место встречи с большим отклонением. Суммарный угол после прохождения обоих отклоняющих магнитов с одинаковым направлением поля

$$\alpha_{tot} = \alpha_b + 2\alpha_m \quad \text{для } e^-,$$

$$\alpha_{tot} = \alpha_b - 2\alpha_m \quad \text{для } e^+$$

( $e^+$  рождены подпорогово в области конверсии).

Подставив в  $\alpha_m$  и  $\alpha_b$  значения  $x$  и  $b$  из формул (7.10) — (7.13) при  $\rho_1 < 0.1$ , т. е.  $\Upsilon_1 \approx 1$ , получаем

$$\alpha_m = \frac{E_0}{E} \sqrt{\frac{4N(1-k) B_c r_e}{\sigma_z B_0}}, \quad (8.9)$$

$$\alpha_b = \frac{\alpha \sigma_z}{\gamma^2 r_e} \frac{1}{1+E/E_0}. \quad (8.10)$$

Так, при  $k=0.5$ ,  $B=30$  кГс, углы отклонения для частиц с энергией  $E = (E_0 - 0.02E_0)$  составляют:

$$\text{ВЛЭПП: } \alpha_m = (0.03 \div 1.5) \cdot 10^{-3}, \quad \alpha_b = (2.5 \div 5) \cdot 10^{-4},$$

$$\text{TLC: } \alpha_m = (0.025 \div 1.4) \cdot 10^{-3}, \quad \alpha_b = (1 \div 2) \cdot 10^{-4}. \quad (8.11)$$

Во-первых, видим, что углы отклонения недостаточно велики, чтобы частицы вылетели за пределы апертуры линзы при лобовом соударении пучков (см. раздел 9). С другой стороны, если пучки сталкиваются под углом  $\alpha_c \sim (5 \div 10) \cdot 10^{-3} > 2\alpha_m + \alpha_b$ , то все частицы пролетят мимо линз.

Как уже говорилось ранее, случаи, когда в месте встречи когерентно рождается много  $e^+e^-$ -пар, здесь в деталях рассматривать не будем. Заметим только, что при  $\Upsilon \gg 1$  рождаются мягкие частицы и при этом они пролетают близко от встречного пучка (в отличие от частиц, вылетающих из области конверсии). Поэтому, они



получат большие углы отклонения  $\alpha_b$  и могут возникнуть сложности с их выводом.

Формулы (8.9) — (8.11) получены для  $\gamma_1 \approx 1$ , когда пары уже имеют заметную вероятность рождения. Однако, в этом случае рожденные частицы достаточно жесткие ( $E > 0.25E_0$ ) и их углы рассеяния не выходят из диапазона (8.11).

Несколько слов об отклоняющих магнитах. Расстояние от области конверсии до места встречи при  $\gamma_1 = 1$  (7.13) для TLC и ВЛЭПП составляет около 1.5 и 3.5 см (при  $B = 30$  кГс). Зазор магнита  $d$  должен быть достаточным для пропускания лазерного луча (светим под углом  $\alpha_0 = 0$ ). Если берем угловую апертуру  $\Delta\alpha = \pm 2.5\alpha_\gamma$ , то  $d > 10b\alpha_\gamma$  (учтено, что свет проходит оба магнита). Подставляя из (5.9)  $\alpha_\gamma = 3 \cdot 10^{-2}$  (для  $x = 4.8$ ) и  $b = 3.5$  см, находим  $d \sim 1$  см. Выше везде предполагалось, что отклоняющее магнитное поле начинается сразу от места встречи, т. е. не было оставлено свободного места для разлета частиц. Это легко учесть. Однако, в принципе, можно сделать сверхпроводящий магнит с толщиной стенок меньше 0.1 радиационной длины с  $B \geq 30$  кГс, тогда магнит может окружать место встречи со всех сторон.

**Резюме.** Для тэвнх коллайдеров можно вывести все частицы из области конверсии и места встречи, если сталкивать пучки под углом  $\alpha_c \sim 10$  мрад. Применяя «краб-кроссинг», это нетрудно сделать.

## 9. ФИНАЛЬНАЯ ФОКУСИРОВКА

### 9.1. Эмиттанс и размеры пучков в фокусе

В поперечный размер фотонного пучка в месте встречи дают вклад как комптоновское рассеяние ( $\sim b/\gamma$ ), так и размеры электронного пучка  $a$ . Естественным требованием к размеру электронного пучка будет  $a \sim b/\gamma$ . Посмотрим, каковы имеющиеся возможности.

В пространстве между линзами размер пучка по  $i$ -направлению ( $i = x, y$ ) меняется следующим образом (см. раздел 2.3):

$$\sigma_i = a_i \sqrt{1 + \frac{z^2}{\beta_i^2}}. \quad (9.1)$$

Среднеквадратичный размер пучка в фокусе равен

$$a_i = \sqrt{\varepsilon_{ni}\beta_i/\gamma}, \quad (9.2)$$

где  $\varepsilon_{ni}$  нормализованный эмиттанс,  $\beta_i$  — бэта-функция ( $\min(\beta_i) \sim \sim \sigma_z$ ). Отсюда следует требование к эмиттансу пучков

$$\varepsilon_{ni} \sim b^2/\gamma\beta_i. \quad (9.3)$$

Как уже говорилось ранее, для тэвнх коллайдерах можно положить  $\gamma_1 \sim 1$ . Тогда, согласно (7.13),

$$\frac{b^2}{\gamma^2} = \frac{4N(1-k)r_e^3B_0}{\alpha^2\sigma_zB_e}. \quad (9.4)$$

Подставляя (9.4) в (9.3), получаем

$$\varepsilon_{ni} = \frac{4N(1-k)r_e^3\gamma B_0}{\alpha^2\sigma_z\beta_i B_e}. \quad (9.5)$$

Так, при  $k = 0.5$ ,  $B_e = 30$  кГс и  $\beta_i = \sigma_z$  получаем

$$\begin{array}{ll} \text{ВЛЭПП:} & \varepsilon_{ni} \approx 9 \cdot 10^{-5} \text{ см} \cdot \text{рад}, \\ \text{TLC:} & \varepsilon_{ni} \approx 3.5 \cdot 10^{-4} \text{ см} \cdot \text{рад}. \end{array} \quad (9.6)$$

В этих оценках не учтен существенный эффект — хроматизм линз (фокусное расстояние зависит от энергии частиц). Есть два вида хроматизма. Первый связан с энергетическим разбросом пучка перед входом в фокусирующую систему. Это можно скорректировать (в определенных пределах). Во втором случае немонохроматичность возникает на финальной стадии фокусировки в поле самих линз (эффект К. Оиде). Здесь уже ничего сделать нельзя. Рассмотрим требование к эмиттансу, связанное с этим эффектом.

С учетом хроматизма размер пятна в фокусе

$$a_i^2 \approx \frac{\varepsilon_{ni}\beta_i}{\gamma} \left( 1 + \frac{F^2 \sigma_E^2}{\beta_i^2 E_0^2} \right), \quad (9.7)$$

где  $F$  — фокусное расстояние. Энергетический разброс, возникающий в линзе, (см. (8.2))

$$\frac{\sigma_E}{E_0} \approx \frac{2.5 \cdot 10^4 E_0^{5/2} (\text{ТэВ}) \alpha^{3/2}}{l(\text{см})}, \quad (9.8)$$

где  $l$  — длина линзы. Угол поворота в линзе

$$\alpha_i \sim \sqrt{\frac{\varepsilon_{ni}}{\beta_i\gamma}}. \quad (9.9)$$



Полагая  $F \sim 2l$ , из (9.7) — (9.9) получаем

$$a_i^2 \approx \frac{\epsilon_{ni}\beta_i}{\gamma} + \epsilon_{ni}^{5/2} \beta_i^{-5/2} \gamma^{5/2} \cdot 10^{-22}. \quad (9.10)$$

Минимум  $a_i$  достигается при

$$\beta_i = \gamma \epsilon_{ni}^{3/7} \cdot 6.7 \cdot 10^{-7}, \text{ см.} \quad (9.11)$$

При этом

$$a_i \approx 1.2 \sqrt{\frac{\epsilon_{ni}\beta_i}{\gamma}} = 10^{-3} \epsilon_{ni}^{5/7}, \text{ см.} \quad (9.12)$$

Полагая  $a_i = b/\gamma$ , получаем

$$\epsilon_{ni} = 1.5 \cdot 10^4 \left(\frac{b}{\gamma}\right)^{7/5}, \text{ см} \cdot \text{рад}, \quad (9.13)$$

$$\beta_i = 85 \left(\frac{b}{\gamma}\right)^{3/5} \cdot E_0 (\text{ТэВ}), \text{ см.} \quad (9.14)$$

Эти формулы работают, когда из них получается  $\beta_i > \sigma_z$ . Иначе можно брать  $\beta_i \approx \sigma_z$  и пользоваться формулой (9.5). Отсюда с учетом (9.4) для TLC при  $k=0.5$  получается

$$\beta_i \approx 0.025 E_0 (\text{ТэВ}), \text{ см} \quad \text{и} \quad \epsilon_{ni} \approx 10^{-4} \text{ см} \cdot \text{рад}. \quad (9.15)$$

Для ВЛЭПП при  $E_0=1$  ТэВ справедливы оценки (9.6), т. е.  $\beta_i \sim 0.075$  см и  $\epsilon_{ni} \sim 10^{-4}$  см·рад. Видим, что требования довольно близки.

При приготовлении пучков в накопителях-охладителях естественным образом получается  $\epsilon_{ny} \ll \epsilon_{nx}$ . Предварительный анализ показывает [27], что получение  $\epsilon_{nx} \sim 10^{-4}$  см·рад является достаточно реальным. При этом радиус накопителя будет составлять  $\sim 15$  м. Насколько удастся сохранить нормализованный эмиттанс при ускорении в коллайдере — это сложный вопрос и пока нет полного понимания.

Существенный вклад в размер пучка в фокусе могут давать хроматические aberrации, связанные с энергетическим разбросом в пучках (до линз). Отношение размера пучка за счет хроматизма к размеру, обусловленному эмиттансом пучка, составляет (ср. (9.7))

$$\frac{(a_i)_{ch}}{a_i} \sim \frac{F \sigma_E}{\beta_i E}. \quad (9.16)$$

Для  $F=200$  см,  $\beta_i = \sigma_z = 0.075$  см,  $\sigma_E/E = 0.3\%$  получается  $(a_i)_{ch}/a_i = 8$ . Хроматизм можно скорректировать путем разложения пучка по энергии и применения секступольных линз. Самое простое — это сделать коррекцию только по направлению  $x$ , а по  $y$  такой коррекции не делать вообще ввиду  $\epsilon_{ny} \ll \epsilon_{nx}$ . Тогда минимальный размер по  $y$  с учетом хроматизма получается при

$$\beta_y \sim F \frac{\sigma_E}{E} \quad (9.17)$$

и будет составлять

$$a_y = \sqrt{2\epsilon_{ny}\beta_y/\gamma}. \quad (9.18)$$

Отношение поперечных размеров будет

$$1/R = a_y/a_x = \sqrt{\frac{2F \sigma_E}{\beta_x E_0}} \sqrt{\frac{\epsilon_{ny}}{\epsilon_{nx}}}. \quad (9.19)$$

Поскольку поперечный размер фотонного пучка определяется комптоновским рассеянием, то нет особого смысла делать электронные пучки плоскими. Для приведенного выше примера  $R=1$  при  $\epsilon_{ny} \sim 0.06\epsilon_{nx}$ . Для дальнейших оценок примем

$$a \equiv \sqrt{2} a_x = \sqrt{2} a_y = b/\gamma. \quad (9.20)$$

Характерные значения:

Таблица 2

	$a$ , см	$x_0$ , см	$b$ , см
ВЛЭПП	$1.8 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-5}$	3.5
TLC	$1.5 \cdot 10^{-6}$	$2.2 \cdot 10^{-5}$	1.5

Нетрудно убедиться также, что в области конверсии размер электронного пучка много меньше, чем радиус фокального пятна лазера, что и было принято в разделе 5.2 при вычислении требуемой энергии вспышки лазера.



## 9.2. Требования к фокусирующим линзам

В отличие от  $e^+e^-$ -столкновений, где используются плоские пучки, в  $\gamma\gamma$  требуется предельная фокусировка по горизонтальному направлению, по которому эмиттанс больше. Приведем оценки необходимых параметров линз: градиент  $G$ , длина  $l$ , поле на полюсах  $B_{\max}$ , радиус апертуры  $R_l$ . Численные примеры даны для ВЛЭПП.

### Градиент

Угол поворота в линзе

$$\alpha \sim l/R, \quad (9.21)$$

где  $R$  — радиус поворота:

$$R = E_0/eGF\alpha. \quad (9.22)$$

Отсюда

$$G \sim \frac{E_0}{elF} = \frac{3.3 \cdot 10^{-6} E_0 (\text{ТэВ})}{l(\text{см}) F(\text{см})}, \frac{\text{кГс}}{\text{см}}. \quad (9.23)$$

Фокусное расстояние нельзя делать слишком большим, так как будет трудно исправить хроматизм линз (9.16). При  $\sigma_E/E_0 = 0.3\%$  разумный предел:  $F \sim 200$  см. Полагая  $l = 0.5 \cdot F = 100$  см, для  $E_0 = 1$  ТэВ получаем  $G = 160$  кГс/см.

### Апертура

Среднеквадратичный размер пучка в области линз

$$\sigma_x \approx F \sqrt{\epsilon_{nx}/\gamma\beta_x}, \quad \beta_x \approx \sigma_z \quad \text{или} \quad (9.24)$$

$$\sigma_y \approx F \sqrt{\epsilon_{ny}/\gamma\beta_y}, \quad \beta_y \sim F \frac{\sigma_E}{E}. \quad (9.25)$$

При  $F = 200$  см,  $\epsilon_{nx} = 10^{-4}$  см · рад,  $\epsilon_{ny} = 0.06\epsilon_{nx}$  (см. (9.19)),  $\sigma_E/E = 0.3\%$ ,  $E_0 = 1$  ТэВ получается

$$\sigma_x \sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ см},$$

$$\sigma_y \sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ см},$$

т. е. пучок в линзах плоский. Требуемая апертура

$$R_l \sim 10 \sigma_x \approx 10 \sqrt{\frac{\epsilon_{nx}}{\gamma\beta_x}} F \sim 5 \cdot 10^{-2}, \text{ см (для ВЛЭПП)}. \quad (9.26)$$

## Поле на полюсах

Максимальное поле в линзах

$$B_{\max} \sim GR_l = \frac{10}{el} \sqrt{\frac{\epsilon_{nx} E_0 m c^2}{\beta_x}}. \quad (9.27)$$

Для ВЛЭПП (параметры см. выше)  $B_{\max} \sim 10$  кГс, т. е. могут быть использованы даже железные линзы.

Все эти оценки, конечно, очень приближенные.

## 10. СВИТИМОСТЬ, МОНОХРОМАТИЧНОСТЬ

Для круглых пучков формулы для вычисления спектральной светимости  $\gamma\gamma$ - и  $\gamma e$ -соударений получены в [7, 10]. Здесь мы еще раз проанализируем, как зависит полная светимость  $L_{\gamma\gamma}$  и степень монохроматичности  $\eta_{\gamma\gamma}$  от различных параметров, найдем их значения для рассмотренных выше вариантов. Степень монохроматичности  $\eta_{\gamma\gamma}$  определим как отношение интервала инвариантных масс  $\Delta W_{\gamma\gamma}$  вблизи жесткого края спектра, в котором сосредоточена половина светимости, к  $W_{\gamma\gamma}$ . Монохроматичность зависит от параметра

$$\rho^2 = \left(\frac{b}{\gamma a}\right)^2, \quad (10.1)$$

где  $b$ , — как и раньше, расстояние от точки конверсии до места встречи;  $a$  — среднеквадратичный радиус электронного пучка в месте встречи. Заметим, что в работах [7, 10] используется  $\rho^2$ , большее на фактор  $x+1$ . В новом определении  $\rho^2$  не зависит от  $x$ , что более удобно для выяснения зависимости светимости и монохроматичности от длины волны лазера.

Светимость выражена в единицах

$$L_{ee} = \frac{N^2 f}{2\pi a^2}. \quad (10.2)$$

Для круглых пучков распределение светимости по инвариантной массе  $\gamma\gamma$ -системы  $W_{\gamma\gamma} = \sqrt{4\omega_1\omega_2}$  имеет вид [7, 10]

$$\frac{dL_{\gamma\gamma}}{dz} = 2zk^2 L_{ee} \int_{z^2/y_m}^{y_m} f(x, y) f\left(x, \frac{z^2}{y}\right) I_0(\rho^2(x+1)) \sqrt{\left(\frac{y_m}{y} - 1\right) \left(\frac{y_m y}{z^2} - 1\right)} \times$$



$$\times \exp \left[ - \left( \frac{y_m}{y} + \frac{y_m y}{z^2} - 2 \right) \frac{(x+1)\rho^2}{2} \right] \frac{dy}{y}, \quad (10.3)$$

где  $z = W_{\gamma\gamma}/2E_0$ ,  $\rho = b/\gamma a$ ,  $f(x, y)$  определена (5.2),  $I_0(x)$  — функция Бесселя мнимого аргумента. Полная светимость

$$L_{\gamma\gamma} = \int_0^{z_{\max}} \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dz} dz, \quad \text{где} \quad z_{\max} = \frac{x}{x+1}.$$

На рис. 11 приведены графики спектральной светимости  $\gamma\gamma$ -столкновений для  $x=4.8$  для неполяризованных и поляризованных

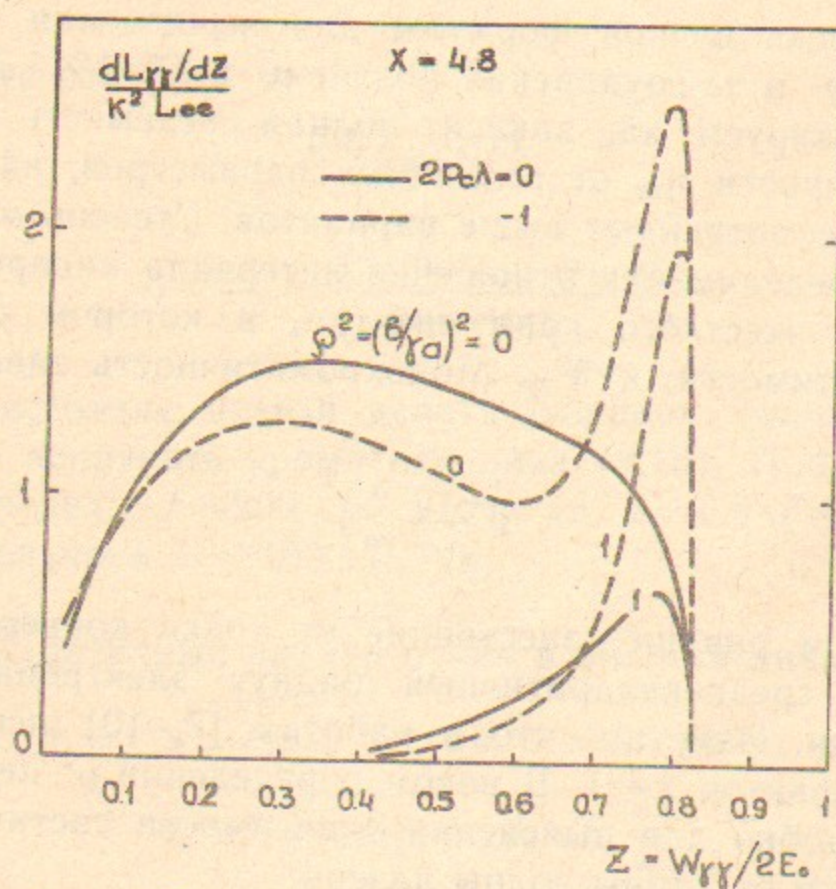


Рис. 11. Спектральная светимость  $\gamma\gamma$ -соударений.

ных пучков ( $2P_c \lambda = -1$  оба пучка). Поляризация дает существенный выигрыш в жесткой части спектра. С ростом  $\rho^2$  соударения становятся все более монохроматичными, так как чем жестче фотоны, тем на меньшей площади они сталкиваются и дают больший вклад в светимость. Зависимость степени монохроматичности от  $\rho^2$  приведена на рис. 12, б. Поляризация улучшает монохроматичность примерно вдвое, а увеличение  $x$  от 4.8 до 20 примерно в 2.5 раза. Зависимость полной светимости  $L_{\gamma\gamma}$  от  $\rho^2$  приведена на рис. 12, а.

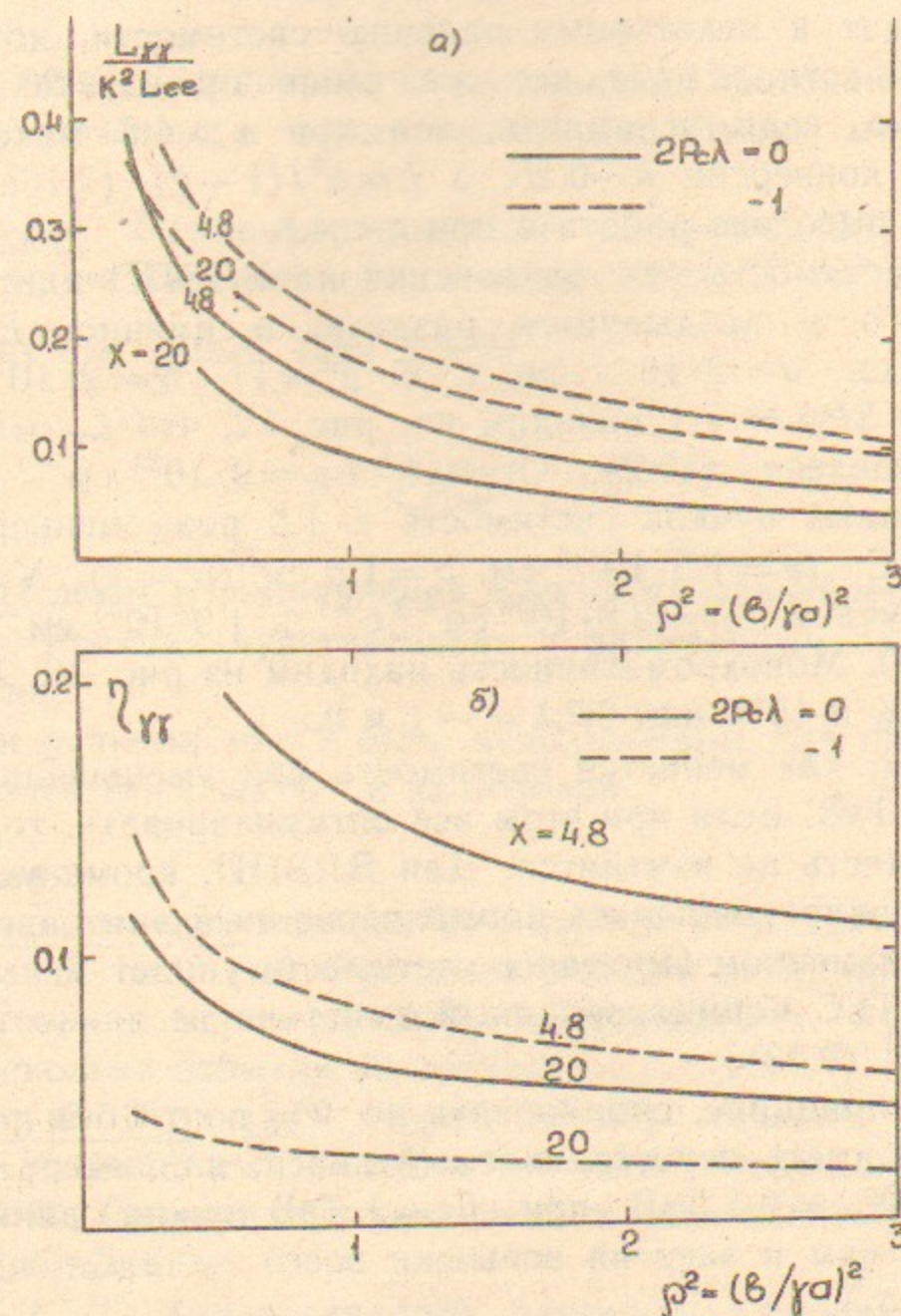


Рис. 12. а — Зависимость полной светимости  $\gamma\gamma$  соударений от  $\rho^2$ ; б — зависимость степени монохроматичности  $\eta_{\gamma\gamma}$  от  $\rho^2$ .



При  $2P_c\lambda = -1$  светимость выше, чем для неполяризованных пучков в 1.5—2 раза при  $\rho^2 > 1$ , а поскольку еще и лучше монохроматичность, то  $dL/dz$  выше в 3—4 раза. Увеличение  $x$  от 4.8 до 20 приводит к некоторому падению светимости, но с учетом монохроматичности,  $dL/dz$  все же выше при  $x=20$  примерно вдвое. Однако, если вспомнить, что при  $x > 4.8$  максимальный коэффициент конверсии  $k \sim 0.25$ , а  $L \propto k^2/(1-k)$  (7.16), то и по этому пункту выгоднее работать при  $x < 4.8$ .

Найдем светимость  $\gamma\gamma$ -столкновений на ВЛЭПП для варианта, рассмотренного в предыдущем разделе, а именно:  $E_0 = 1$  ТэВ,  $k = 0.5$ ,  $b \sim 4$  см,  $a = 2 \cdot 10^{-6}$  см, т. е.  $\rho^2 = 1$ ,  $N = 2 \cdot 10^{11}$ ,  $f = 10^2$ . Для  $x = 4.8$  и  $2P_c\lambda = -1$  находим из рис. 12, что  $L_{\gamma\gamma} = 0.22 \cdot k^2 L_{ee}$ , где  $L_{ee}$  определена (10.2). Отсюда  $L_{\gamma\gamma} = 9 \cdot 10^{33}$  см $^{-2}$  с $^{-1}$ . Для неполяризованных пучков светимость в 1.5 раза меньше. Аналогично для TLC ( $a = 1.5 \cdot 10^{-6}$  см,  $b = 1.5$  см ( $\rho^2 = 1$ ),  $N = 1.4 \cdot 10^{10}$ ,  $f = 3600$ ) получаем  $L_{\gamma\gamma} = 2.8 \cdot 10^{33}$  см $^{-2}$  с $^{-1}$  и  $1.9 \cdot 10^{33}$  см $^{-2}$  с $^{-1}$  для  $2P_c\lambda = -1$  и 0. Монохроматичность находим из рис. 12. Для  $\rho^2 = 1$  имеем  $\eta_{\gamma\gamma} \sim 8\%$  и  $15\%$  для  $2P_c\lambda = -1$  и 0.

Посмотрим, как меняется светимость при уменьшении энергии от 1 до 0.25 ТэВ. Если при этом все оптимизировать, то, согласно (7.16), светимость не изменится. Для ВЛЭПП, кроме уменьшения  $b$  в 4 раза, нужно уменьшать нормализованный эмиттанс в 4 раза (9.5). При неизменном эмиттансе светимость упадет меньше, чем в 4 раза. Для TLC нормализованный эмиттанс не зависит от энергии (см. (9.4), (9.13)).

Можно, в принципе, сканировать по  $W_{\gamma\gamma}$  почти без потери светимости, если иметь перестраиваемый лазер, например ЛСЭ. Для достижения  $W_{\gamma\gamma} = 0.5$  ТэВ при  $E_0 = 1$  ТэВ нужна длина волны лазера  $\lambda = 60$  мкм и энергия вспышки всего  $\sim 0.3$  Дж при  $k = 0.5$  (так как  $\sigma_c \approx \sigma_T$ ).

## 11. ХАРАКТЕРНЫЕ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ

Приведем несколько примеров реакций в  $\gamma e$ - и  $\gamma\gamma$ -столкновениях при высокой энергии.

### $\gamma e$ -соударения

1)  $\gamma e \rightarrow W\nu$ . Одинокое рождение  $W$ -бозона [28]. Сечение реакции

$$\sigma_{\gamma e \rightarrow W\nu} = (1 - 2\lambda)\sigma^{np}, \quad (11.1)$$

где  $\lambda$  — спиральность электронов ( $\pm 1/2$ ). Т. е. меняя  $\lambda$ , можно включать или выключать этот процесс. При  $S_{\gamma e} = 4\omega E_0 \gg M_W^2$

$$\sigma^{np} = 47 \cdot 10^{-36} \text{ см}^2 \quad (11.2)$$

$W$ -бозоны летят в основном в направлении фотона. Эта реакция очень чувствительна к аномальному магнитному моменту  $W$ -бозона.

2)  $\gamma e \rightarrow Z_0 e$ . Одинокое рождение  $Z$ -бозона [28]. Сразу над порогом сечение имеет максимум около  $90 \cdot 10^{-36}$  см $^2$ , затем спадает по закону  $\sigma \propto \frac{1}{S} \ln S$ . При  $S \gg M_{Z_0}^2$

$$\sigma \sim \frac{1.2 \cdot 10^{-36}}{S_{\gamma e}(\text{ТэВ}^2)}, \text{ см}^2 \quad (11.3)$$

и  $Z_0$ -бозоны летят в направлении электрона практически под нулевым углом. Реакция чувствительна к аномальным взаимодействиям  $Z_0$ -бозона.

Обе эти реакции могут быть использованы для поиска нестандартных более тяжелых  $W$ - и  $Z_0$ -бозонов.

### $\gamma\gamma$ -соударения

1) Полное сечение реакции  $\gamma\gamma \rightarrow$  адроны не падает с энергией и составляет  $\sim 3 \cdot 10^{-31}$  см $^2$ . Продукты реакции летят преимущественно вперед, как в адрон-адронных столкновениях. Будет происходить по несколько событий за встречу.

2)  $\gamma\gamma \rightarrow W^+ W^-$  [28]. При  $S \gg M_W^2$  сечение выходит на  $\sigma = \text{const} = 86 \cdot 10^{-36}$  см $^2$ . Реакция позволяет исследовать вершины  $\gamma W W$ ,  $\gamma\gamma W W$ . Сечение чувствительно к аномальному магнитному моменту  $W$ -бозона.

3)  $\gamma\gamma \rightarrow H^+ H^-$  (пара скаляров, например, заряженных Хигсов). При  $S \gg M_H^2$

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow H^+ H^-} \sim \frac{2\pi\alpha^2}{S} = 1.5 \sigma_{e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-} = \frac{1.2 \cdot 10^{-37}}{S(\text{ТэВ}^2)}, \text{ см}^2. \quad (11.4)$$

Заметим, что  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow H^+ H^-} = 6\sigma_{e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-}$  (только электромагнитное рождение)

4)  $\gamma\gamma \rightarrow L^+ L^-$  (пара лептонов). При  $S \gg M_L^2$

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow L^+ L^-} \approx \frac{4\pi\alpha^2}{S} \ln \frac{S}{4M_L^2} \approx 3 \ln \frac{S}{4M_L^2} \sigma_{e^+ e^- \rightarrow L^+ L^-} \sim \frac{5 \cdot 10^{-37}}{S(\text{ТэВ}^2)}, \text{ см}^2. \quad (11.5)$$



Видим, что в стандартных электродинамических реакциях 3, 4  $\sigma_{\gamma\gamma}/\sigma_{e^+e^-} \sim 3 \div 6$ .

5)  $\gamma\gamma \rightarrow H_0$  (нейтральный Хигс). Полная ширина  $H_0$  [29] при  $M_{H_0} \gg M_W$

$$\Gamma_{tot} = \frac{3GM_H^3}{16\pi\sqrt{2}} = 0.5 M_H^3 (\text{ТэВ}), \text{ ТэВ} \quad (11.6)$$

и составляет  $\sim 0.1 M_H$  при  $M_H = 0.5$  ТэВ. Двухфотонная ширина равна [30]

$$\Gamma_{H_0 \rightarrow \gamma\gamma} = \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^2 \frac{GM_H^2}{8\pi\sqrt{2}} = 0.45 M_H^3 (\text{ТэВ}), \text{ МэВ}. \quad (11.7)$$

В пике резонанса

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow H_0} = \frac{8\pi\Gamma_{\gamma\gamma}}{M_H^2\Gamma} = \frac{0.75 \cdot 10^{-38}}{M_H^2 (\text{ТэВ})}, \text{ см}^2, \quad (11.8)$$

что составляет  $3 \cdot 10^{-38}$  см<sup>2</sup> при  $M_H = 0.5$  ТэВ. Эта формула работает, когда  $\eta_{\gamma\gamma} < \Gamma/M$ , т. е. при  $M_H > 0.5$  ТэВ. Для меньших  $M_H$  эффективное сечение будет составлять

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow H_0}^{\text{эф}} \approx \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dzL_{\gamma\gamma}} \frac{2\pi^2\Gamma_{\gamma\gamma}}{M_H^3} \approx \frac{3 \cdot 10^{-39}}{\eta_{\gamma\gamma}} \approx 3 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2. \quad (11.9)$$

В одной трети случаев  $H_0$  распадается на  $Z_0 Z_0$ . По этой моде наиболее хорошие условия выделения  $H_0$ , так как этот процесс доминирует в  $\gamma\gamma \rightarrow Z_0 Z_0$ .

Таблица 3

Процесс	Число событий
$\gamma e \rightarrow W \nu$	$2.5 \cdot 10^5$
$\gamma e \rightarrow Z_0 e$	$1.5 \cdot 10^3$
$\gamma\gamma \rightarrow W^+ W^-$	$2 \cdot 10^6$
$\gamma\gamma \rightarrow H^+ H^-$	$1.5 \cdot 10^3$
$\gamma\gamma \rightarrow L^+ L^-$	$5 \cdot 10^3$
$\gamma\gamma \rightarrow H_0$	500

Число событий при работе в течение  $10^7$  секунд (1/3 года) с  $L_{\gamma\gamma} = 5 \cdot 10^{33}$  и  $L_{\gamma e} = 5 \cdot 10^{32}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> при  $E_0 = 1$  ТэВ приведено в

табл. 3. Для реакции  $\gamma\gamma \rightarrow H_0$  взята светимость  $2 \cdot 10^{33}$ , так как  $E_0 = 0.3$  ТэВ (см. замечания в конце раздела 10).

Можно добавить, что рождение  $H_0$  происходит через петлю с  $W$ -бозоном. Если же нейтральная частица составная, то ее  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  может быть выше на много порядков [31, 13].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено рассмотрение основных проблем, возникающих при создании встречных  $\gamma\gamma$ - и  $\gamma e$ -пучков на базе линейных  $e^+e^-$ -коллайдеров.

Особое внимание уделено эффектам встречи, приводящим к ограничению светимости. Для  $\gamma\gamma$ -соударений есть только один принципиальный эффект встречи — рождение  $e^+e^-$ -пар фотоном в поле отклоненных после конверсии электронов. Для проектируемых тэвных коллайдеров ограничения возникают при  $L_{\gamma\gamma} \gtrsim 10^{34}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>, что вполне достаточно, и выше, чем достижимая  $L_{e^+e^-}$ .

Для  $\gamma e$ -соударений определяющими эффектами являются когерентное рождение пар фотонами в поле основного электронного пучка, а также потери энергии электронами на излучение в поле отклоненных после конверсии частиц. На тех же коллайдерах  $L_{\gamma e}$  ограничена величиной порядка  $5 \cdot 10^{32}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>. Для детального изучения  $\gamma e$ -физики в тэвной области такой светимости явно недостаточно. Хотя для области в несколько сот ГэВ светимость будет вполне адекватна, если учесть, что при уменьшении энергии сечения процессов возрастают и также растет предельная светимость (7.35), (7.36)

Вывод частиц после конверсии и из места встречи наиболее просто осуществляется, если пучки сталкивать под углом  $\alpha_c \gtrsim 10$  мрад (с применением «краб-кроссинг»).

Исходные электронные пучки должны иметь нормализованный эмиттанс  $\epsilon_{nx} \leq 10^{-4}$  см·рад и  $\epsilon_{ny} \leq 0.1 \epsilon_{nx}$ .

Для получения коэффициента конверсии  $k = 0.5$  необходим лазер с энергией вспышки  $\sim 2$  Дж при дифракционной расходимости. Оптимальная длина волны  $\lambda = 4.5 \cdot E_0$  (ТэВ), мкм. Желательно иметь перестраиваемый лазер, например ЛСЭ, в диапазоне  $\lambda \sim 1 \div 50$  мкм.

С учетом всех факторов достижимая  $L_{\gamma\gamma}$  на проектируемых



тэвных коллайдерах составляет порядка  $(0.5 \div 1) \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  с монохрамотичностью  $\sim 10\%$ . Процессы, которые можно здесь изучать, не менее интересные, чем в  $e^+e^-$ -реакциях.

При проектировании линейных коллайдеров эти возможности несомненно должны учитываться.

В заключение выражаю глубокую благодарность И.Ф. Гинзбургу, Г.Л. Коткину, В.Г. Сербо, совместно с которыми были разработаны основы метода, П. Чену за сотрудничество по вопросам когерентного рождения пар, а также В.Е. Балакину, А.А. Жоленцу, П.М. Иванову, И.А. Коопу, А.А. Михайличенко, В.В. Пархомчуку, А.Н. Скринскому, Н.А. Соляку за полезные обсуждения и консультации по различным вопросам.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Балакин, Г. Будкер, А. Скринский. Проблемы физики высоких энергий и упр. терм. синтеза.—Новосибирск: Наука, 1978; Препринт ИЯФ СО АН СССР 78-101, Новосибирск, 1978.  
V. Balakin and A. Skrinsky. Proc. Second ICFA Workshop on Possibilities and Limitations of Accelerators and Detectors, Les Diablerets, p.31 (1979).  
Н. Соляк. Препринт ИЯФ СО АН СССР 88-44. Новосибирск, 1988.
2. W. Schnell. (CLIC) ICFA-3 Proceedings, Brookhaven, 1987, p.200.
3. R. Ruth. ICFA-3 SLAC-PUB-4848 (1989).
4. M. Yoshioka. Report at Inter. Work. on Next Generation of Linear Colliders, December 1988, SLAC. (The flat beams are discussed for JLC as well).
5. И. Гинзбург, Г. Коткин, В. Сербо, В. Тельнов. Письма в ЖЭТФ, 34 (1981) 514. (Препринт ИЯФ СО АН СССР 81-50. Новосибирск, 1981).
6. C. Akerlof. Preprint UMHE 81-59, Univ. of Michigan, 1981.
7. I. Ginzburg, G. Kotkin, V. Serbo, V. Telnov. Nucl. Instr. Meth., 205 (1983) 47.
8. В. Балакин, А. Скринский. Препринт ИЯФ СО АН СССР 81-129. Новосибирск, 1981.  
А. Скринский. УФН, 138 (1982) 3.
9. А. Кондратенко, Е. Пахтусова, Е. Салдин. ДАН, 264 (1982) 849.
10. I. Ginzburg, G. Kotkin, S.L. Panfil, V. Serbo, V. Telnov. Nucl. Instr. and Meth., 219 (1984) 5.  
И. Гинзбург, Г. Коткин, В. Сербо, В. Тельнов. Ядерная физика, т 38, вып.2 (8) (1983) 372.
11. J.E. Spencer. SLAC-PUB-3645 (1985).
12. F. Renard. Proc. of the VII Int. Workshop on Photon-Photon Collisions, Paris, 1986.
13. И. Гинзбург, В. Сербо. Материалы XXIII Зимней школы ЛИЯФ, 1988, с.137.

14. В. Балакин, Н. Соляк. Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-123. Новосибирск, 1982; Труды VIII Всес. сов. по ускор. зар. частиц, Дубна, 1983, т.11, с.263. Труды VIII Межд. конф. по ускор. высоких энергий, Новосибирск, 1987, с.151.  
Н. Соляк. Препринт ИЯФ СО АН СССР 88-44. Новосибирск, 1988.
15. R. Noble. Nucl. Instr. and Meth., A256 (1987) 427 and ref. there.
16. U. Amaldi. CERN-EP/87-169, Lecture at US-CERN School on Part. Accel., South Padre, Texas, 1986 and ref. there.
17. F.R. Arutyunian and V.A. Tumanian. Phys. Lett., 4 (1963) 176;  
R.H. Milburn. Phys. Rev. Lett., 10 (1963) 75.
18. T. Vsevolozhskaya et al. Proc. of the XIII Inter. Conf. on High Energy Accel., Novosibirsk, 1987, p.164.
19. V. Balakin et al. ICFA-3 Proceedings, p.244, Brookhaven, 1987.
20. J. Fraser et al. Proc. of 1987 Part. Accelerator Conf., Washington, 1987.
21. A. Fasso et al. CERN 84-02, 1984.
22. V. Budnev, I. Ginzburg, G. Meledin, V. Serbo. Phys. Rep. 15C (1975) 181.
23. В. Байер, В. Катков, В. Страховенко. ЖЭТФ, 92 (1987) 1228.
24. И. Гинзбург, Г. Коткин, С. Политыко. Яд. физика, 37, вып.2, (1983) 368.
25. И. Гинзбург, Г. Коткин, С. Политыко. Яд. физика, 40, вып.6 (12) (1984) 1495.
26. Л. Ландау, Е. Лифшиц. Квантовая механика, М.: Наука, т.1.
27. В. Пархомчук. Частное сообщение.
28. I. Ginzburg, G. Kotkin, S. Panfil, V. Serbo. Nucl. Phys., B228 (1983) 285.
29. J. Ellis. Proc. of Sum. Inst. on Part. Phys., 1978, SLAC-215.
30. Л.Б. Окунь. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1981.
31. F. Schrempf. DESY 85-006 (1985).
32. Г. Коткин, С. Политыко, В. Сербо. Яд. физ. 42 (1985) 692.
33. Н. Клепиков. ЖЭТФ 26 (1954) 19.
34. T. Erber. Rev. of Mod. Phys., 38 (1966) 626.
35. В.Н. Байер, В.М. Катков. ЖЭТФ 53 (1967) 1478.
36. В.Н. Байер, В.М. Катков, В.М. Страховенко. Электромагн. процессы при высокой энерг. в ориент. кристаллах. Новосибирск, Наука, 1989.
37. P.Chen. Summary talk at Intern. Workshop on the Next Generation Linear Colliders, December, 1988, SLAC.
38. P. Chen, V.Telnov. SLAC-PUB-4923 (1989), Phys. Rev. Lett, 63 (1989) 1796.
39. R. Blankenbecler and S. Drell. SLAC-PUB 4810.
40. R.B. Palmer. SLAC-PUB-4707 (1988).
41. J.C. Sens. Proc. of the VIII Inter. Workshop on Photon-Photon Collisions, April, 1988, Israel.



*В.И.Тельнов*

**Проблемы создания  
встречных  $\gamma\gamma$ - и  $\gamma e$ -пучков  
на линейных коллайдерах**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

---

Работа поступила 9 июля 1989 г.

Подписано в печать 16.06.89 г. МН 10278

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 3,7 печ.л., 3,0 уч.-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 90

---

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*