

ФОТОННЫЙ КОЛЛАЙДЕР ДЛЯ ЭНЕРГИИ 1–2 ТэВ

*И. Ф. Гинзбург**, *Г. Л. Коткин***

Институт математики СО РАН им. С. Л. Соболева, Новосибирск, Россия
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Обсуждается фотонный коллайдер, основанный на ee линейном коллайдере с энергией $2E = 1\text{--}2$ ТэВ в с.ц.и. (ILC, CLIC...), — TeV PLC. Ранее эта область энергии считалась безнадежной для эксперимента в обозримое время. Рассматривается реализация TeV PLC с известными ныне лазерами. При оптимальном выборе параметров можно обойтись лишь небольшой модификацией лазерно-оптической системы, изготовленной для фотонного коллайдера с $E \approx 250$ ГэВ. Высокоэнергетическая часть получающегося спектра фотонов не зависит от деталей конструкции, она хорошо отделена от низкоэнергетической части и представляет собой узкую полосу вблизи верхней границы шириной около 5%. Высокоэнергетический интеграл $\gamma\gamma$ -светимости составит примерно 1/5, а максимальная дифференциальная светимость — примерно 1/4 от соответствующих значений для фотонного коллайдера с $E \approx 250$ ГэВ.

We discuss a photon collider based on the ee linear collider with energies $2E = 1\text{--}2$ TeV in cms (ILC, CLIC...) — TeV PLC. This energy region was previously considered hopeless for experiment in the foreseeable future. We discuss a TeV PLC realization based on modern lasers. With the optimal choice of parameters, one can only do with a small modification of the laser-optical system prepared for the photon collider with $E \approx 250$ GeV. The high-energy part of the obtained photon spectrum does not depend on device details, it is well separated from the low-energy part. That is a narrow band near the upper boundary, about 5% wide. The high-energy $\gamma\gamma$ -luminosity integral is about 1/5, and the maximum differential luminosity is approximately 1/4 of the corresponding values for the photon collider with $E \approx 250$ GeV.

PACS: 29.20db; 12.60i

ВВЕДЕНИЕ

Двухфотонные процессы — виртуальные фотоны. Процессы, ныне называемые двухфотонными, исследовались начиная с 1934 г. [1]. Это было рождение e^+e^- -пары в столкновении ультрарелятивистских заряженных частиц, $A_1A_2 \rightarrow A_1A_2 + X$ с $X = e^+e^-$. В последующие 35 лет различ-

*E-mail: ginzburg@math.nsc.ru

**Глеб Коткин умер 8 мая 2020 г. Мы будем помнить его.

ные авторы рассматривали подобные процессы с $X = \mu^+\mu^-$, $X = \pi^+\pi^-$ (точечноподобные), $X = \pi^0$ (см. ссылки в обзоре [2]).

В 1970 г. было замечено, что наблюдение процессов $A_1A_2 \rightarrow A_1A_2 + X$ на коллайдерах (первоначально e^+e^-) позволит изучать процессы $\gamma\gamma \rightarrow X$ с двумя квазиреальными фотонами и различными финальными системами X при очень высоких энергиях M_X (см. [3–5]).

Общее описание таких процессов, данное в обзоре [2], актуально до сих пор. Столкновение частиц A_i с массами M_i , электрическим зарядом $Z_i e$ и энергией E_i порождает пару виртуальных (квазиреальных) фотонов с энергией ω_i . Их потоки (в расчете на одну начальную частицу A_i) составляют

$$f(\omega_i) d\omega_i \approx \frac{Z_i^2 \alpha}{\pi} g_i \left(\frac{\omega_i}{E_i} \right) \frac{d\omega_i}{\omega_i} \log_i \theta(\log_i),$$

$$\log_i \approx \ln \left(\frac{\lambda_q^2 (E_i/M_i)^2}{\omega_i^2} \right), \tag{1}$$

где вид функций $g_i(x) \leq 1$ зависит от типа сталкивающихся частиц, а параметр λ_q — еще и от свойств системы X .

Изучение процессов с квазиреальными фотонами стало важной областью экспериментов на коллайдерах (см., например, [6]). Результаты этих экспериментов существенно дополнили наши знания о резонансах и о деталях физики адронов. Однако такие эксперименты не могут конкурировать с другими коллайдерами в изучении задач новой физики. Действительно, в высокоэнергетической области светимость соударений виртуальных фотонов на 3–5 порядков величины меньше светимости базовых e^+e^- - или pp -коллайдеров. Для столкновения тяжелых ядер (RHIC, LHC) эффективный энергетический спектр квазиреальных фотонов ограничен сверху, сюда же добавляются трудности с сигнатурой $\gamma\gamma$ -событий при больших значениях энергии фотонов.

Столкновения реальных фотонов — фотонные коллайдеры (PLC). Подход, позволяющий изучать соударения реальных фотонов большой энергии, был предложен в 1981 г. при обсуждении возможностей линейного e^+e^- -коллайдера (e^+e^- -LC). В линейном коллайдере каждый электронный сгусток используется однократно. Поэтому можно пытаться конвертировать значительную часть начальных электронов в фотоны с энергией, близкой к энергии исходных электронов так, что столкновения этих фотонов будут конкурировать с основными соударениями как по энергии соударений, так и по их светимости. Способ реализации этих идей — фотонный линейный коллайдер (PLC) — был предложен в работах [7–9].

Его хорошо известная схема изображена на рис. 1. В области конверсии CR, предшествующей области встречи IR, электронный (e^- или e^+ , для определенности мы обсуждаем случай, когда оба исходных пучка — элек-

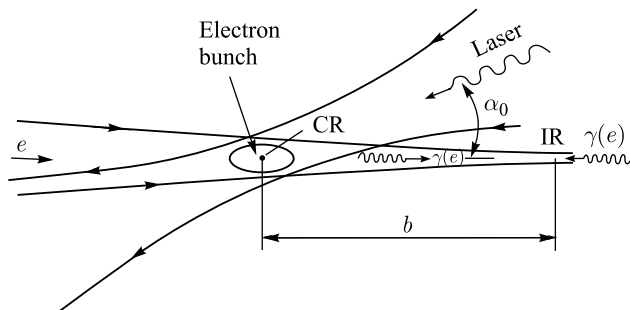


Рис. 1. Схема PLC

тронные e^-) пучок базового LC встречает пучок фотонов — вспышку мощного лазера. Комptonовское рассеяние лазерного фотона на электроны LC (с энергией E)^{*} порождает фотон с энергией, близкой к E ,

$$e_0\gamma_0 \rightarrow e\gamma. \quad (2)$$

Эти фотоны фокусируются в области встречи (IR) в пятно примерно такого же размера, какой ожидался для электронов без лазерной конверсии. В IR эти фотоны встречаются с фотонами из противоположной области конверсии ($\gamma\gamma$ -столкновения) или с электронами встречного пучка ($e\gamma$ -соударения).

Отношение числа высокоэнергетических фотонов к числу электронов — коэффициент конверсии $k \sim 1$, для стандартного PLC $k \approx 1 - 1/e \approx 0,63$.

В многочисленных исследованиях PLC (см., например, [10, 11, 15]) обсуждается много важных технических деталей^{**}, но все они сохраняют начальную схему рис. 1.

Судьба остатков электронного пучка после конверсии. В первых работах [7–9] предлагалось удалять из области взаимодействия электроны, выжившие после конверсии, с помощью поперечного магнитного поля на пути CR–IR. При $x < 4,8$ задача состояла в получении максимального коэффициента конверсии, чтобы после прохождения лазерного ступка только незначительная часть электронов сохраняла первоначальную энергию, а большая их часть свою энергию уменьшала и разлеталась под небольшими углами подобно фотонам. Это увеличивало суммарный разброс электронов в поперечной плоскости. В дополнение к этому при использовании встречных

^{*}Мы различаем электрон в коллайдерном ступке e_0 и рассеянный электрон e , фотон в лазерной вспышке γ_0 и рожденный фотон γ .

^{**}Недавний пример: оптимизация угла встречи пучков для e^+e^- - и $\gamma\gamma$ -столкновений на LC [16].

e^-e^- -пучков остаточные электронные пучки в области взаимодействия рас-
талкиваются кулоновскими силами так, что взаимодействие этих электронов
друг с другом и с получающимися фотонными пучками становится несуще-
ственным. Поэтому можно обходиться без включения поперечного магнитного
поля [10]. В обсуждавшихся с тех пор проектах PLC [11–16] такое магнитное
поле отсутствует.

При $x > 4,8$ в оптимальной ситуации (см. ниже) примерно половина
электронов проходит через вспышку, не вступая во взаимодействие с фото-
нами. В отсутствие магнитного поля пренебрегать их взаимодействием со
встречными фотонами и электронами было бы неправильно. Для устранения
этого взаимодействия электроны должны быть выведены из области взаимо-
действия с помощью поперечного магнитного поля на пути CR–IR, как это
предлагалось в [7–9]. Далее мы принимаем для $x > 4,8$, что при изучении
 $\gamma\gamma$ -столкновений магнитное поле включается для обоих пучков, а при изу-
чении $e\gamma$ -столкновений магнитное поле включается для одного пучка (пре-
образовавшегося в фотонный).

Основные свойства базового комптоновского процесса характеризуются
параметром

$$x = 4E\omega_0/m_e^2, \quad (3)$$

где E — энергия электронов в пучке, а ω_0 — энергия лазерного фотона. (Для
упрощения записи мы принимаем $\alpha_0 = 0$ на рис. 1.)

В 1981 г. для конструирования PLC было предложено использовать лазер
на неодимовом стекле или гранате с $\omega_0 = 1,17$ эВ [7, 8]. Для электронов
с энергией $E \leq 250$ ГэВ этот выбор остается оптимальным до сих пор. С
таким лазером мы имеем

$$\begin{aligned} 2E = 0,5 \text{ ТэВ} &\Rightarrow x = 4,5, \\ 2E = 1 \text{ ТэВ} &\Rightarrow x = 9, \\ 2E = 2 \text{ ТэВ} &\Rightarrow x = 18, \\ 2E = 11 \text{ ТэВ} &\Rightarrow x = 100. \end{aligned} \quad (4)$$

Первые три строки отвечают разным стадиям проектов ИЛС и СЛИС, 4-я строка
представляет собой некоторую «асимптотику».

Рассмотренная схема в чистом виде работает только при $x < 2(1 + \sqrt{2}) =$
4,8 (при $E < 270$ ГэВ для рассмотренного лазера). При больших значениях x ,
которые будут реализованы на последующих стадиях ИЛС, СЛИС..., некото-
рые из родившихся фотонов высокой энергии погибают, образуя e^+e^- -пары
в столкновениях с фотонами из «хвоста» лазерного сгустка:

$$\gamma\gamma_0 \rightarrow e^+e^- \quad (\text{убывающий процесс}). \quad (5)$$

Этот факт рассматривался как ограничивающий возможность реализации PLC
на базе ЛС с большими энергиями электронов [7, 8]).

Обсуждаются два пути для обхода этой трудности:

- 1) использовать новый лазер с меньшим значением ω_0 , сохраняя $x \lesssim 4,8$;
- 2) использовать существующий лазер, смирившись с уменьшением $\gamma\gamma$ -светимости.

- Для *первого пути* непосредственно применимы результаты [7–9]. Однако на этом пути для каждой новой энергии электронов необходим новый лазер, до настоящего времени такие лазеры с необходимыми параметрами не разработаны.

- Предлагаемая работа посвящена изучению *второго пути* с руководящей идеей, что ценой приемлемого уменьшения светимости можно получить почти монохроматические столкновения фотонов. Такая возможность была отмечена в работах [22, 23] и частично разработана в [22]. К сожалению, метод оптимизации условий для конверсии $e \rightarrow \gamma$, использованный в [22], при некоторых поляризациях пучков дает неточный результат, анализ спектров конечных фотонов без учета поляризации частиц искажает форму спектров и распределения светимости, результат получен лишь для некоторой определенной конфигурации устройства, и остается неясным, каких изменений следует ждать при изменении инженерного решения столкновения пучков. Ниже мы исправляем эти неточности, выясняя заодно, в какой мере результаты можно применять при любом инженерном решении столкновения пучков. Соответствующий фотонный коллайдер мы называем TeV PLC.

Организация последующего текста такова.

В разд. 1 собраны основные обозначения и дано описание комптоновского процесса в изучаемой области параметров с примерами для $x = 4,5$. Здесь вводится также важное понятие оптической длины лазерной вспышки для электронов высокой энергии.

В разд. 2 рассматриваются источники фотонов, попадающих в область взаимодействия. Показано, что спектр значений энергии этих фотонов и соответствующие светимости естественным образом разделяются на две хорошо отделяемые друг от друга части. Высокоэнергетическая часть, наиболее интересная для изучения проблем новой физики, допускает универсальное описание, не зависящее от деталей предлагаемой экспериментальной установки. Для низкоэнергетической части такого универсального описания не существует. В этом разделе введены также основные обозначения, относящиеся к распределению высокоэнергетической светимости.

После этого (в основной части работы) обсуждается, что происходит при $x > 4,8$ и как выглядят основные характеристики высокоэнергетических $\gamma\gamma$ - и $e\gamma$ -соударений при учете видоизменений, вносимых новыми процессами в CR. Рассматриваются подробно случаи $x = 9, 18$ (ILC, CLIC), и приводятся некоторые примеры для $x = 100$. После краткого обсуждения базового эффекта Комптона при $x > 4,8$ (п. 3.1) в п. 3.2 рассматривается убывающий процесс $\gamma\gamma_0 \rightarrow e^+e^-$ (который не обсуждался подробно ранее, ибо он

включается только при $x > 4,8$). В п. 3.3 записываются уравнения баланса числа фотонов, рожденных в комптоновском процессе и «погибших» внутри области конверсии из-за убивающего процесса. Поляризационные свойства убивающего процесса оказываются очень важными.

Следующий шаг состоит в выборе оптимального значения энергии лазерной вспышки, или, иными словами, оптической длины лазерной вспышки. В качестве критерия выбрано получение максимального числа фотонов для представляющих интерес физических задач (разд. 4).

Разд. 5 содержит описание получающихся высокоэнергетических спектров для $e\gamma$ - и $\gamma\gamma$ -соударений.

В разд. 6 кратко описаны полученные результаты.

В прил. А.1 обсуждается случай «плохого» выбора начальной поляризации. В прил. А.2 показано, что на TeV PLC исследования с линейной поляризацией высокоэнергетического фотона практически неосуществимы. Наиболее важный источник фона обсуждается в прил. А.3. В прил. А.4 рассматривается процесс Бете–Гайтлера, который мог бы уменьшить число рожденных фотонов, и показывается, что это явление несущественно вплоть до очень больших энергий.

В прил. Б перечислены некоторые важные проблемы новой физики, которые могут быть исследованы на TeV PLC и недоступны для изучения на LHC и e^+e^- -коллайдерах.

1. НЕКОТОРЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ. КОМПТОНОВСКИЙ ЭФФЕКТ НА ЭЛЕКТРОНЕ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ

Для определенности мы рассматриваем e^-e^- LC (не e^+e^-), пренебрегая эффектами высокой плотности фотонов в области конверсии (эффекты нелинейной КЭД).

1. Обозначения:

- $\gamma_0, \omega_0, \lambda_0$ — лазерный фотон, его энергия и спиральность; типично $\omega_0 \sim 1$ эВ.

- e_0, E, λ_e — начальный электрон, его энергия и спиральность ($2|\lambda_e| \leq 1$);

- γ, ω, λ — фотон, получившийся в комптоновском процессе, его энергия и спиральность;

- $\sigma_0 = \pi\alpha^2/m_e^2 = 2,5 \cdot 10^{-25}$ см²;

- b — расстояние между областью конверсии CR и областью встречи IR (см. рис. 1);

- $\Lambda_C = 2\lambda_e\lambda_0$ — параметр поляризации процесса;

- $y = \omega/E$ — относительная энергия фотона;

- $y_M = x/(x+1)$ — максимальное значение y при данном x ;

Таблица 1. Комptonовское сечение σ_C/σ_0 при различных x и Λ_C

Λ_C	x			
	4,5	9	18	100
-1	0,73	0,45	0,26	0,056
1	0,85	0,63	0,44	0,145

• y_{\min} — положение минимума по y в распределении $d\sigma/dy$ для комptonовского процесса при $\Lambda_C \approx -1^*$;

• $w_{\gamma\gamma} = \frac{\sqrt{4\omega_1\omega_2}}{2E} \equiv \sqrt{y_1y_2} \leq y_M$, $w_{e\gamma} = \frac{\sqrt{4E\omega_1}}{2E} \equiv \sqrt{y_1} \leq \sqrt{y_M}$ — отношения $\gamma\gamma$ и $e\gamma$ энергий в с. ц. и. к $\sqrt{s} = 2E$.

2. Комptonовское рассеяние. Приведем основные сведения о процессе в интересующем нас кинематическом случае, следуя [7–9] с добавлением некоторых деталей, не обсуждавшихся ранее. В этом разделе численные примеры приводятся для случая $x = 4,5$, который близок к верхней границе области применимости первоначальных исследований.

Полное сечение эффекта Комптона хорошо известно (табл. 1):

$$\sigma_C = \frac{2\sigma_0}{x} [F(x) + \Lambda_C T(x)];$$

$$F(x) = \left(1 - \frac{4}{x} - \frac{8}{x^2}\right) \ln(x+1) + \frac{1}{2} + \frac{8}{x} - \frac{1}{2(x+1)^2}, \quad (6)$$

$$T(x) = \left(1 + \frac{2}{x}\right) \ln(x+1) - \frac{5}{2} + \frac{1}{x+1} - \frac{1}{2(x+1)^2}.$$

При $E \gg \omega_0$ энергия фотона $\omega = yE$ ограничена сверху величиной $y_M = x/(x+1)$ ($y_M = 0,82$ для $x = 4,5$), распределение фотонов по энергии сильно зависит от x и от поляризации процесса (здесь $r = y/[x(1-y)] \leq 1$):

$$f(x, y) \equiv \frac{1}{\sigma_C} \frac{d\sigma_C}{dy} = \frac{U(x, y)}{F(x) + \Lambda_C T(x)}, \quad (7)$$

$$U(x, y) = \frac{1}{1-y} + 1 - y - 4r(1-r) - \Lambda_C xr(2-y)(2r-1).$$

При $\Lambda_C \approx -1$ энергетический спектр фотонов растет вплоть до верхней границы $y = y_M$ и острота пика растет с ростом x , при $\Lambda_C \approx 1$ этот спектр

*Эта величина определяется при $x \geq 3$, она зависит от x . Обнаружилось, что для $\Lambda_C < -0,75$ суммарная доля фотонов, имеющих $y > y_{\min}$, составляет 0,55 или больше и слабо зависит от Λ_C . Для вычислений удобнее определение y_{\min} в форме (8) (определение y_{\min} не требует высокой точности, поскольку $f(x, y \approx y_{\min}) \ll f(x, y_M)$ — очень маленькая величина).

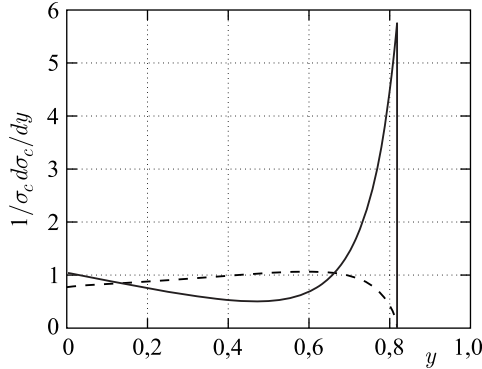


Рис. 2. Энергетический спектр фотонов $f(x, y)$ при $x = 4,5$, $\Lambda_C = -1$ (сплошная кривая) и $\Lambda_C = 1$ (штриховая)

Таблица 2. Свойства высокоэнергетического пика при $\Lambda_C \approx -1$

Параметр	x			
	4,5	9	18	100
y_{\min}	0,6	0,7	0,75	0,94
τ	0,09	0,036	0,022	0,004

значительно более плоский (рис. 2). При $x > 3$ и $\Lambda_C \approx -1$ высокоэнергетическая часть этого распределения сосредоточена в узкой полосе ниже верхней границы. Эта полоса содержит более половины рожденных фотонов и характеризуется ее нижней границей y_{\min} и параметром остроты τ (табл. 2):

$$\begin{aligned} \text{альтернативное определение } y_{\min} : \int_{y_{\min}}^{y_M} f(x, y) dy \approx 0,55, \\ \text{определение } \tau : f(x, y = y_M(1 - \tau)) = \frac{f(x, y_M)}{2}. \end{aligned} \tag{8}$$

Средняя циркулярная поляризация рожденного фотона (спиральность) есть

$$\lambda(y) = \frac{\lambda_0(1 - 2r) \left[\frac{1}{1 - y} + 1 - y \right] + 2\lambda_e x r [1 + (1 - y)(2r - 1)^2]}{U(x, y)}. \tag{9a}$$

При $\lambda_0 = \pm 1$ это соотношение упрощается:

$$\lambda(y) = -\lambda_0 \left[(2r - 1) + \frac{[(2r - 1) - \Lambda_C x r] 4r(1 - r)}{U(x, y)} \right]. \tag{9б}$$

Фотоны максимальной энергии хорошо поляризованы, с тем же направлением спина, что и лазерные фотоны, т. е. $\lambda(y = y_M) = -\lambda_0$. Они движутся по направлению движения начального электрона. Угол вылета фотона растет при уменьшении его энергии:

$$\theta(y) = \frac{m_e}{E} \sqrt{x+1} \sqrt{\frac{y_M}{y} - 1}. \quad (10)$$

Из-за этого углового расширения на пути b от области конверсии CR до области взаимодействия IR более мягкие фотоны распределяются по более широкой области и сталкиваются реже жестких, их относительный вклад в светимость уменьшается. В итоге с ростом расстояния b — ценой уменьшения полной светимости — высокоэнергетическая часть результирующего фотонного спектра все лучше отделяется от низкоэнергетической части, и это разделение усиливается с ростом энергии электронов коллайдера E .

3. Оптическая длина лазерной вспышки для электронов. *Лазерная вспышка предполагается достаточно широкой*, поэтому неоднородность плотности электронов внутри электронного сгустка незначительна.

Оптическая длина лазерной вспышки для электронов выражается через продольную плотность фотонов во вспышке (т. е. энергию лазерной вспышки A , деленную на ее поперечное сечение S_L) и полное сечение комптоновского процесса $\sigma_C(x, \Lambda_C)$:

$$z = \frac{A}{\omega_0 S_L} \sigma_C(x, \Lambda_C) \equiv \frac{A}{A_0} \frac{\sigma_C(x, \Lambda_C)}{\sigma_C(x = 4,5, \Lambda_C = -1)}. \quad (11)$$

В последней форме этого соотношения мы ввели A_0 — энергию лазерной вспышки, необходимую для получения $z = 1$ при $x = 4,5$, $\Lambda_C = -1$.

Когда электроны пересекают лазерную вспышку, их число убывает как

$$n_e(z) = n_{e0} e^{-z}. \quad (12)$$

2. ФОТОНЫ В ОБЛАСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Перечислим *источники фотонов в области взаимодействия (IR)*.

Самые большие энергии имеют фотоны, рожденные в основном эффекте Комптона. Мы увидим, что после гибели части из них в убывающем процессе для $\lambda_C \approx -1$ и при умеренных расстояниях от области конверсии до области взаимодействия при оптимальных условиях конверсии (см. ниже) число таких фотонов с энергией больше $y_{\min} E$ составляет около 15% от числа первоначальных электронов.

Помимо этого в область взаимодействия попадает значительное число фотонов другого происхождения.

1. Фотоны, получающиеся из рассеяния «хвоста» лазерной вспышки *а)* на электронах, замедлившихся в первичном комптон-эффekte (*перерассеяние*) или *б)* на позитронах (электронах), возникших в убывающем процессе.

Эти фотоны с самого начала имели меньшие энергии, и их угловое распределение шире, чем у первоначальных комптоновских.

2. Фотоны из магнитных линз, фокусирующих пучки, и из синхротронного излучения при магнитном отклонении пучков на пути CR–IR. Почти все такие фотоны имеют энергию $\omega < y_{\min}E$.

3. Фотоны, возникшие при взаимодействии друг с другом электронов, выживших в конверсии (пучковое излучение — *beamstrahlung*). При использовании магнитного отклонения число таких фотонов, имеющих энергию больше $E/2$, невелико.

Две области энергетического распределения. Таким образом, спектр светимости $\gamma\gamma$ -соударений естественным образом разбивается на две области: *высокоэнергетическую* при $w_{\gamma\gamma} > y_{\min}E$ и *низкоэнергетическую* при меньших значениях w . Эти области хорошо отделяются друг от друга.

Величина и форма низкоэнергетической светимости очевидным образом зависят от деталей устройства экспериментальной установки, их обсуждение не входит в задачу предлагаемой работы.

Для интересующих нас задач новой физики важны фотоны большой энергии $\omega \sim E$. Ниже мы изучаем только *высокоэнергетическую светимость*, имея в виду отбор событий, в которых наблюдаются состояния с суммарной энергией* $\varepsilon > E_{\lim} \sim E$. Эта часть спектра светимости формируется фотонами, получающимися в базовом комптон-эффekte (2), часть из них исчезает в убывающем процессе (5).

Рассмотрим относительные светимости \mathcal{L} и высокоэнергетический интеграл светимости

$$L_{\text{exp}}(w) = \mathcal{L}(w)L_{\text{geom}},$$

$$\mathcal{L}_{\text{h.e}} = \int_{y_{\min}}^1 \mathcal{L}(w) dw \quad (w = w_{e\gamma} \text{ или } w_{\gamma\gamma}). \quad (13)$$

Здесь L_{geom} — светимость e^-e^- -коллайдера, приготовленного для $\gamma\gamma$ -моды. В номинальной опции ИЛС, т. е. при энергии электрона $E = 250$ ГэВ,

*Более аккуратно граничное значение E_{\lim} должно быть определено при моделировании реальной установки. Отметим, что суммарная энергия наблюдаемых продуктов $\gamma\gamma$ -соударения может приближаться к $2E$. По нашим оценкам в ряде случаев значение E_{\lim} может оказаться даже меньше E .

геометрическая светимость может достигать $L_{\text{geom}} = 12 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что примерно вчетверо больше ожидаемой e^+e^- -светимости*.

Все последующие вычисления выполняются для случая «хорошей» поляризации сталкивающихся электронов и фотонов $\Lambda_C \approx -1$ в двух версиях: $\Lambda_C = -1$ и $\Lambda_C = -0,86$.

Обсудим светимости L_I для разных значений полной спиральности $I = |\lambda_1 - \lambda_2|$ начального состояния (это $L_{1/2}$ и $L_{3/2}$ для $e\gamma$ -соударений и L_0 и L_2 для $\gamma\gamma$ -соударений). Обнаружено, что в высокоэнергетической части спектра одна из этих спиральностей доминирует. Поэтому ниже обсудим полную светимость (сумму по обеим спиральностям) и укажем, какую ее долю составляют состояния с недоминирующей суммарной светимостью.

В дополнение к обозначениям разд. 1 определим величины, зависящие от x , Λ_C и b :

- $\mathcal{L}_{h.e}$ — полная светимость в высокоэнергетическом пике (13);
- $L_m = L(w_M)$ — максимальное значение $L(w)$;
- w_M — положение максимума в зависимости $L(w)$;
- w_{\pm} — решения уравнения $L(w_{\pm}) = L_m/2$;
- $\gamma_w = (w_+ - w_-)/w_M$ — относительная ширина получившегося пика;
- доля нелидирующей суммарной светимости в $\gamma\gamma$ -соударениях L_2/L или в $e\gamma$ -соударениях $L_{3/2}/L$.

(Для $e\gamma$ -моды величина $w_+ = w_m = \sqrt{yM}$, L_m не зависит от расстояния b , $\gamma_w = 1 - w_-/w_M$.)

Светимости $\gamma\gamma$ - и $e\gamma$ -соударений даются сверткой спектра высокоэнергетического фотона со спектром встречного фотона или электрона с учетом отмеченного уширения фотонного пучка на пути от области конверсии CR до области взаимодействия IR. Реальные пучки электронов в LC будут иметь в поперечном направлении форму эллипса, полуоси которого в области взаимодействия обозначим σ_x и σ_y . Поэтому прямо применять формулы [7–9] не удастся, и многие авторы используют прямое моделирование для каждого изучаемого варианта организации встречи (см., например, [10–16]).

В работе [25] мы обнаружили, что при $y > y_{\text{min}}$ влияние уширения пучка на пути от CR до IR с хорошей точностью определяется единственным параметром (как для круглого пучка)

$$\rho^2 = \left(\frac{b}{(E/m_e)\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{b}{(E/m_e)\sigma_y} \right)^2. \quad (14)$$

* В e^+e^- -LC излучение при соударении ступков e^+ и e^- в IR (beamstrahlung) ограничивает предельные плотности сталкивающихся пучков. Если пучки предназначены для PLC, то такой трудности нет. Это позволяет делать L_{geom} больше, чем ожидаемая светимость базового e^+e^- -коллайдера.

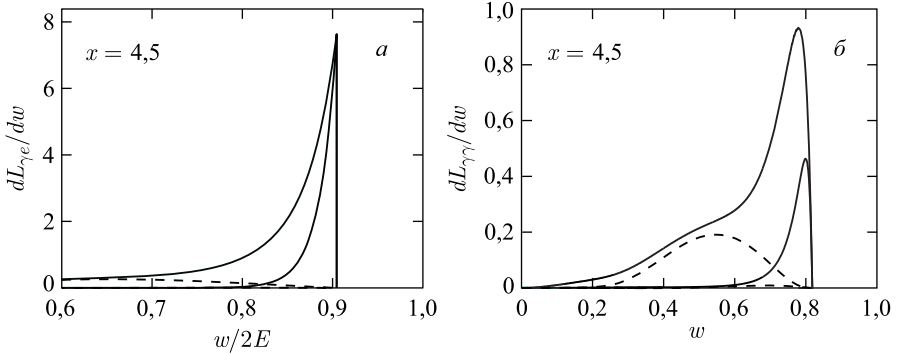


Рис. 3. Спектры светимости dL/dw при $x = 4,5$, $\Lambda_C = -1$, $z = 1$. а) $e\gamma$ -соударения, б) $\gamma\gamma$ -соударения. Сплошные линии — полные светимости для $\rho = 1$ (верхняя кривая) и $\rho = 5$ (нижняя кривая). Штриховые линии — светимости для конечных состояний с полной спиральностью $3/2$ при $\rho = 1$ для $e\gamma$ -соударений (а) и для конечных состояний с полной спиральностью 2 при $\rho = 1$ и $\rho = 5$ для $\gamma\gamma$ -соударений (б)

В этом приближении обсуждаемые светимости выражаются через энергетические распределения фотонов формулами, где $\phi_a = \sqrt{y_M/y_a - 1}$ и $I_0(z)$ — модифицированная функция Бесселя [7–9]:

$$\frac{dL_{\gamma e}^{\lambda}}{dy} = n_e n_{\lambda}(y, z) \exp\left(-\frac{\rho^2 \phi^2}{2}\right), \quad (15)$$

$$\frac{dL_{\gamma\gamma}^{2, \lambda_1 \lambda_2}}{dy_1 dy_2} = n_{\lambda_1}(y_1, z) n_{\lambda_2}(y_2, z) I_0(\rho^2 \phi_1 \phi_2) \exp\left(-\frac{\rho^2(\phi_1^2 + \phi_2^2)}{2}\right). \quad (16)$$

Распределения по энергии в системе центра масс получаются подстановкой $w = \sqrt{y}$ для $e\gamma$ -светимости или по $w = \sqrt{y_1 y_2}$ с простым интегрированием для $\gamma\gamma$ -светимости.

Таким образом, вид высокоэнергетической части распределения светимости определяется универсальным образом — вне зависимости от деталей организации экспериментальной установки.

При $x \leq 4,8$ каждый потерянный электрон произвел фотон. Следовательно, при $z = 1$ и $\rho = 0$ полные $e\gamma$ - и $\gamma\gamma$ -светимости составляют

$$\mathcal{L}_{e\gamma} = (1 - 1/e) = 0,63, \quad \mathcal{L}_{\gamma\gamma} = (1 - 1/e)^2 = 0,4. \quad (17)$$

Рис. 3 и первые строки табл. 4, 5 показывают распределения $\gamma\gamma$ - и $e\gamma$ -светимостей в их с. п. и. при $z = 1$, $\Lambda_C = -1$ для $\rho = 1$ и 5.

3. ЧТО ПРОИСХОДИТ ПРИ $x \geq 4,8$

3.1. Спектры фотонов. Спектр энергии фотонов из основного комптоновского эффекта (7) при $x = 9$ показан на рис. 4, а. Видно, что этот спектр для $\Lambda_C = -1$ концентрируется вблизи верхней границы значительно сильнее, чем подобный спектр при $x = 4,5$ на рис. 2. При $x = 18$ подобное вычисление показывает, что при $\Lambda_C = -1$ спектр сосредоточивается в еще более узкой полосе $0,85 < y \equiv \omega/E < 0,95$.

При $\Lambda_C = 1$ спектр почти плоский, с минимумом вместо пика вблизи верхней границы.

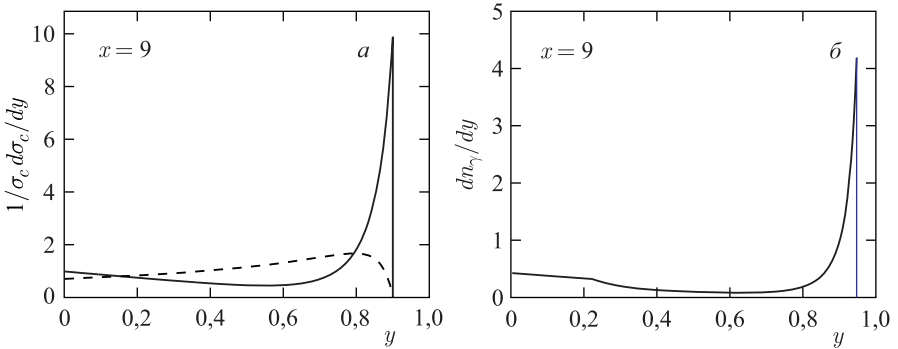


Рис. 4. Случай $x = 9$. Энергетические спектры фотонов. а) Комptonовские спектры. Сплошная линия отвечает $\Lambda_C = -1$, штриховая — $\Lambda_C = 1$. б) Спектр фотонов, модифицированный убывающим процессом при $\Lambda_C = -1$, $z = 0,7$

3.2. Убывающий процесс $\gamma\gamma_0 \rightarrow e^+e^-$. Убывающий процесс отвечает за исчезновение комптоновских высокоэнергетических фотонов в их столкновениях с лазерными фотонами из «хвоста» сгустка, рождающих e^+e^- -пары, этот процесс включается при $x \approx 4,8$. Для фотона с энергией yE квадрат энергии для убывающего процесса в с. ц. и. есть $w_k^2 = 4\omega\omega_0/m_e^2 = xy > 4$. Его сечение составляет

$$\sigma_{kill}(w_k^2, \lambda_0\lambda) = \frac{4\sigma_0}{w^2} \Phi_{\gamma\gamma}(w_k^2, \lambda_0\lambda),$$

$$\Phi_{\gamma\gamma}(w_k^2, \lambda_0\lambda) = \left(1 + \frac{4}{w_k^2} - \frac{8}{w_k^4}\right) L - \left(1 + \frac{4}{w_k^2}\right) v - \lambda_0\lambda(L - 3v), \quad (18)$$

$$v = \sqrt{1 - 4/w_k^2}, \quad L = 2 \ln \left(\frac{w_k}{2}(1 + v)\right).$$

Заметим, что

$$\frac{\sigma_{kill}(\lambda_0\lambda > 0)}{\sigma_{kill}(\lambda_0\lambda < 0)} > 1 \text{ при } w_k^2 < 15, \quad \frac{\sigma_{kill}(\lambda_0\lambda > 0)}{\sigma_{kill}(\lambda_0\lambda < 0)} < 1 \text{ при } w_k^2 > 15. \quad (19)$$

3.3. Уравнения. Баланс числа фотонов высокой энергии дается их рождением в комптоновском процессе (2) и их исчезновением (5).

Обозначим через $n_\gamma(y, z, \lambda)$ поток фотонов (на 1 электрон) с энергией yE , поляризацией λ после прохождения сквозь лазерный сгусток с оптической длиной z . Для вычислений удобно разбить этот поток на сумму потоков правополяризованных $n_{(\gamma+)}(y, z)$ и левополяризованных $n_{(\gamma-)}(y, z)$ фотонов так, что полный поток фотонов $n_\gamma(y, z)$ и их средняя поляризация λ записываются как

$$\begin{aligned} n_\gamma(y, z) &= n_{(\gamma+)}(y, z) + n_{(\gamma-)}(y, z), \\ \langle \lambda(y, z) \rangle &= \frac{n_{(\gamma+)}(y, z) - n_{(\gamma-)}(y, z)}{n_{(\gamma+)}(y, z) + n_{(\gamma-)}(y, z)}. \end{aligned} \quad (20)$$

Естественно, что $\langle \lambda(y, z \rightarrow 0) \rangle \rightarrow \lambda(y)$ из (9).

Изменение этих потоков при прохождении лазерного сгустка описывается уравнениями

$$\frac{dn_{(\gamma\pm)}(y, z)}{dz} = \frac{1}{2}(1 \pm \lambda(y))f(x, y)n_e(z) - n_{(\gamma\pm)} \frac{\sigma_{\text{kill}}(xy, \pm\lambda_0)}{\sigma_C(x)}. \quad (21)$$

Числа фотонов и их средняя поляризация выражаются через вспомогательные величины ν_\pm :

$$n_{\gamma\pm}(y, z) = f(x, y)\nu_\pm(z, y), \quad \langle \lambda \rangle = \frac{\nu_+(z, y) - \nu_-(z, y)}{\nu_+(z, y) + \nu_-(z, y)}.$$

Уравнение (21) легко решается:

$$n_{(\gamma\pm)}(y, z) = f(x, y)n_{e0}\nu_\pm(y, z),$$

$$\text{где } \nu_\pm(y, z) = \frac{(1 \pm \Lambda_C(y))}{2} \frac{e^{-\zeta_\pm z} - e^{-z}}{1 - \zeta_\pm}, \quad \zeta_\pm = \frac{\sigma_{\text{kill}}(xy, \pm\lambda_0)}{\sigma_C(x)}. \quad (22)$$

Для последующих обсуждений удобно еще определить отношение числа убитых фотонов данной энергии к числу оставшихся $r_K(y, z)$ (см. табл. 3).

На рис. 4 сравнивается энергетический спектр комптоновских фотонов (рис. а) с тем, что осталось после прохождения лазерного сгустка с оптической длиной 0,7 (рис. б). Видно, что а) форма высокоэнергетической части спектра приблизительно та же, что и у чистого эффекта Комптона*;

*Это обстоятельство обусловлено соотношением спиновой структуры процессов (2) и (5). При пренебрежении этой структурой для процесса (5), как это сделано в [22], получается ошибочный вывод о сильном «заострении» результирующего спектра.

б) убывающий процесс «выдает» фотоны из средней части энергетического спектра (улучшая разделение высокоэнергетической и низкоэнергетической частей спектра); в) с ростом ρ разделение высокоэнергетической и низкоэнергетической частей спектра усиливается; г) часть спектра, отвечающая $xy < 4$, относительно повышена, так как при этих xy убывающего процесса нет.

4. ОПТИМИЗАЦИЯ

При $x < 4,8$ увеличение оптической длины фотонной мишени приводит к монотонному (но ограниченному) увеличению числа фотонов — с одновременным увеличением фона. При $x > 4,8$ убывающий процесс останавливает этот рост, а при очень больших z он убывает почти все фотоны высокой энергии. Зависимость числа фотонов $n(y, z)$ от z имеет максимум при некотором $z = z_m(y)$, это может трактоваться как оптимальное значение z . Возникает вопрос — какой критерий выбора следует использовать?

Простейший подход состоит в изучении указанного баланса только для фотонов максимальной энергии, при $y = y_M$ [22]. Мы считаем более разумным использовать для этой цели зависимость от z для полной светимости внутри высокоэнергетического пика * $\mathcal{L}_{h.e}$ (13), (8).

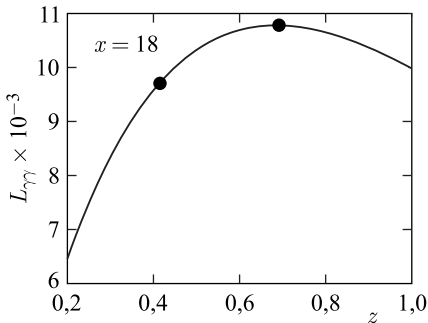


Рис. 5. Интеграл $\gamma\gamma$ -светимости $\mathcal{L}_{h.e}$ в зависимости от z для $\rho = 1$, $\Lambda_C = -1$. Отмечены точки, отвечающие z_m и $z_{0,9}$

Сверх того, табл. 3 содержит значение энергии лазерной вспышки $A(z)$ (11), необходимой для получения этой оптической длины (отнесенной к энергии вспышки A_0 , необходимой для получения $z = 1$ при $x = 4,5$); долю фотонов,

Типичная зависимость высокоэнергетической светимости $\mathcal{L}_{h.e}$ от z показана на рис. 5. Кривые для других x и ρ имеют схожую форму. Оптимальное значение оптической длины лазерной вспышки отвечает положению максимума на этих кривых z_m . Эти величины приведены в табл. 3.

Мы сочли полезным определить также значение $z_{0,9}(x) < z_m(x)$, обеспечивающее светимость на 10% меньшую максимальной; отметим, что $z_{0,9}$ заметно меньше z_m . (Оказалось, что при $\Lambda_C \approx -1$ зависимость этих величин от ρ пренебрежимо слабая.)

* При $\Lambda_C \approx -1$ спектр сосредоточен вблизи верхней границы и критерии мало отличаются друг от друга. При $\Lambda_C \approx 1$ начальные спектры плоские и метод [22] дает результат, неоптимальный по критерию светимости.

Таблица 3. Оптические длины z_m и $z_{0,9}$, необходимые для этих z энергии лазерной вспышки, доля убитых фотонов $r_K(z, y_M)$ и доля электронов, свободно прошедших сквозь лазерную вспышку, $d(z)$ при $\Lambda_C = -1$

x	y_{\min}	z	$A(z)/A_0$	$r_K(z, y_M)$	$d(z) = e^{-z}$
9	0,7	$z_m = 0,704$	1,15	0,22	0,495
		$z_{0,9} = 0,49$	0,8	0,13	0,61
18	0,75	$z_m = 0,609$	1,70	0,43	0,54
		$z_{0,9} = 0,418$	1,17	0,28	0,66
100	0,94	$z_m = 0,48$	6,3		0,62
		$z_{0,9} = 0,32$	4,2		0,73

израсходованных на рождение e^+e^- -пар, среди фотонов наивысшей энергии, полученных в базовом комптон-эффекте, $r_K(z, y_M)$; долю электронов, свободно прошедших через лазерную вспышку, $d(z)$.

5. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СВЕТИМОСТИ

Спектры светимости $\gamma\gamma$ - и $e\gamma$ -соударений при $x = 18$, $\Lambda_C = -1$ для $z = z_m$, $\rho = 1$ и 5 показаны на рис. 6. Кривые для других x и ρ выглядят сходным образом.

В табл. 4 и 5 представлены свойства высокоэнергетического пика в $\gamma\gamma$ - и $e\gamma$ -спектрах светимости при $x = 9, 18$ для $\Lambda_C = -1$ и $\Lambda_C = -0,86$ при $z = z_m$ соответственно. Строки для $x = 4,5$, $z = 1$ и $x = 100$, $z = z_m$ приведены для сравнения.

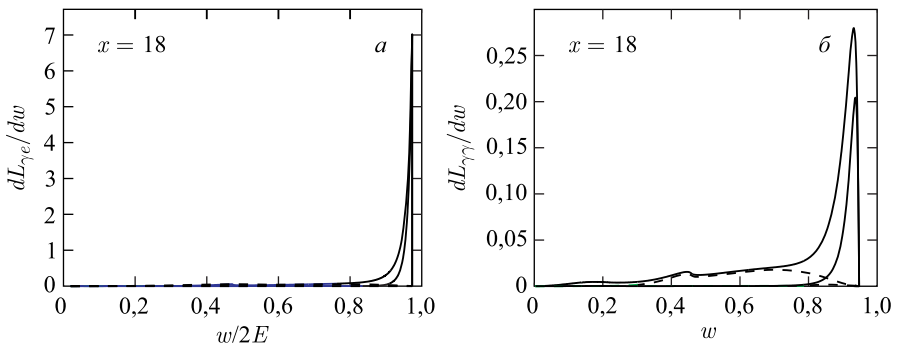


Рис. 6. Спектры светимости dL/dw при $x = 18$, $\Lambda_C = -1$, $z = 1$ для $\rho = 1$ (верхняя сплошная линия) и $\rho = 5$ (нижняя сплошная линия); штриховые линии — подобные распределения для состояний с полной спиральностью $3/2$ (γe -соударения) или 2 ($\gamma\gamma$ -соударения)

Таблица 4. Свойства высокоэнергетической $\gamma\gamma$ -светимости

ρ	Λ_C	$\mathcal{L}_{h.e.}$	L_2/L	L_m	w_M	w_-	w_+	γ_w
$\gamma\gamma : x = 4,5, z = 1$								
1	-1	0,121	0,143	0,933	0,779	0,689	0,89	0,154
	-0,86	0,114	0,215	0,82	0,778	0,672	0,809	0,177
5	-1	0,031	0,041	0,464	0,799	0,760	0,814	0,067
	-0,86	0,0275	0,086	0,40	0,7985	0,0758	0,813	0,069
$\gamma\gamma : x = 9, z = z_m = 0,704$								
1	-1	0,0214	0,079	0,222	0,872	0,814	0,894	0,092
	-0,86	0,0201	0,164	0,195	0,871	0,806	0,894	0,100
5	-1	0,0072	0,021	0,137	0,885	0,854	0,896	0,048
	-0,86	0,064	0,074	0,118	0,885	0,852	0,896	0,050
$\gamma\gamma : x = 18, z = z_m = 0,609$								
1	-1	0,0178	0,089	0,2615	0,9317	0,8932	0,9436	0,054
	-0,86	0,0178	0,228	0,229	0,931	0,886	0,09436	0,062
5	-1	0,0074	0,021	0,190	0,9365	0,9138	0,9447	0,033
	-0,86	0,069	0,144	0,164	0,936	0,912	0,09447	0,035
$\gamma\gamma : x = 100, z = z_m = 0,477$								
1	-1	0,0093	0,017	0,527	0,9867	0,9771	0,9890	0,012
5		0,0070	0,009	0,519	0,9867	0,9793	0,9890	0,0097

Таблица 5. Свойства высокоэнергетической $e\gamma$ -светимости

ρ	$\mathcal{L}_{h.e.}$	L_m	$L_{3/2}/L$	γ_w	$\mathcal{L}_{h.e.}$	L_m	$L_{3/2}/L$	γ_w
$x = 4,5, z = 1, w_M = 0,9045$								
$\Lambda_C = -1$					$\Lambda_C = -0,86$			
1	0,38	7,626	0,135	0,0296	0,372	7,034	0,182	0,031
5	0,143		0,007	0,0141	0,134		0,079	0,014
$x = 9, z = 0,7047, w_M = 0,949$								
$\Lambda_C = -1$					$\Lambda_C = -0,86$			
1	0,153	4,837	0,069	0,0176	0,149	4,32	0,116	0,018
5	0,074		0,05	0,0105	0,068		0,063	0,011
$x = 18, z = 0,609, w_M = 0,973$								
$\Lambda_C = -1$					$\Lambda_C = -0,86$			
1	0,136	7,015	0,0625	0,0098	0,138	6,439	0,12	0,01
5	0,08		0,0059	0,0070	0,076		0,077	0,007
$x = 100, z = 0,477, w_M = 0,995$								
$\Lambda_C = -1$					$\Lambda_C = -0,86$			
1	0,099	22,905	0,0086	0,002	0,1085	21,905	0,108	0,002
5	0,083		0,0042	0,0018	0,088		0,103	0,0018

Перечислим основные свойства этих распределений при $x = 9, 18$.

1. Высокоэнергетическая светимость при $\rho = 1$: $\mathcal{L}_{h,e}^{\gamma\gamma} \approx 0,02L_{\text{geom}}$ (в 5,5–7 раз меньше, чем при $x = 4,5$); $\mathcal{L}_{h,e}^{e\gamma} \approx 0,15L_{\text{geom}}$ (в 2,5 раза меньше, чем при $x = 4,5$).

2. Пиковая дифференциальная светимость: $L_m^{e\gamma} \approx L_m^{e\gamma}(x = 4,5)$ и не зависит от ρ ; $L_m^{\gamma\gamma}|_{\rho=1} \approx (1/4)L_m^{\gamma\gamma}(x = 4,5)|_{\rho=1}$.

3. С ростом ρ интегральная светимость $\mathcal{L}_{h,e}$ и пиковое значение $L_m^{\gamma\gamma}$ убывают, но это убывание медленнее, чем при $x = 4,5$.

4. Фотоны внутри рассматриваемого пика хорошо поляризованы. Доля светимостей $\mathcal{L}_2, \mathcal{L}_{3/2}$ в полной светимости очень мала, при $\rho = 5$ эти вклады практически исчезают*.

5. Энергетическое распределение светимости очень узкое, для $\gamma\gamma$ -соударений ширина пика γ_w сравнима с шириной пика в базовой e^+e^- -моду (с учетом излучения в начальном состоянии (ISR) и пучкового излучения (beamstrahlung, BS)). Для $e\gamma$ -соударений ширина пика γ_w даже уже, чем в базовом e^+e^- -соударении (с учетом ISR и BS).

6. Быстроты рожденных $e\gamma$ - и $\gamma\gamma$ -систем в коллайдерной системе расположены в узких интервалах, определяемых разбросом энергии фотонов внутри высокоэнергетического пика (8),

$$\eta_{e\gamma} \in \left(\frac{1}{2(x+1)}, \frac{1}{2(x+1)} + \bar{\tau} \right), \quad |\eta_{\gamma\gamma}| \leq \bar{\tau}, \quad \text{здесь } \bar{\tau} \approx \frac{\tau}{2}. \quad (23)$$

7. Неидеальная поляризация начальных электронов $2\lambda_e = -0,86$ вместо -1 лишь слабо ухудшает качество спектра.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наиболее важные результаты нашей работы следующие.

1. LC с энергией электронов $E \leq 1$ ТэВ позволяет создать фотонный коллайдер (TeV PLC) с теми же лазером и оптической системой, которые будут использованы для создания PLC для $E \leq 250$ ГэВ. По сравнению с этим случаем необходимая энергия лазерной вспышки должна быть повышена не более чем на 70–20%.

2. В отличие от ситуации при $x < 4,8$ использование магнитного отклонения электронов после конверсии представляется весьма желательным.

3. В противоположность хорошо описанному случаю $x < 4,8$ рост энергии лазерной вспышки выше оптимального значения привел бы не к увеличению, а к уменьшению высокоэнергетической $\gamma\gamma$ - и $e\gamma$ -светимости.

*Одновременное изменение знаков спиральности одного из электронов и сталкивающегося с ним лазерного фотона приводит к заменам $L_0 \leftrightarrow L_2, L_{1/2} \leftrightarrow L_{3/2}$.

4. При использовании LC с $E = 1$ ТэВ в TeV PLC максимальная энергия фотонов составит $\omega_m = 0,95$ ТэВ ($\sqrt{s_{\gamma\gamma}} \approx 1,9$ ТэВ), $\gamma\gamma$ -светимость концентрируется в узкой полосе шириной 5% вблизи верхней границы; почти все фотоны имеют одинаковую спиральность (+1 или -1 — в соответствии с выбором экспериментатора), иными словами, фотоны с хорошей точностью монохроматичны и по энергии, и по поляризации. Полный интеграл светимости в этой высокоэнергетической части составит около $0,02L_{\text{geom}}$ (за год > 10 фб $^{-1}$), это только в 5 раз меньше, чем для случая $E = 250$ ГэВ ($\sqrt{s_{\gamma\gamma}} \approx 0,4$ ТэВ). (При $E = 250$ ГэВ разброс эффективных $\gamma\gamma$ -масс значительно выше.) Максимальная дифференциальная $\gamma\gamma$ -светимость этого TeV PLC составит более 25% от максимальной светимости в случае $E = 250$ ГэВ.

5. Обсуждаемые значения светимости показывают, что число интересных событий (с суммарной наблюдаемой энергией $> E_{\text{lim}}$) на соударение сгустков заметно меньше 1. Поэтому эти события будут наблюдаться отдельно от фоновых.

6. Низкоэнергетическая часть фотонного спектра включает фотоны от всех упоминавшихся в разд. 2 механизмов. Эта часть сильно зависит от деталей экспериментальной установки. Соответствующий интеграл светимости может быть большим [31]. Эту часть спектра можно использовать для изучения более традиционных проблем (см., например, [32]).

Благодарности. Авторы благодарны В. Сербо и В. Тельнову за обсуждения и замечания, Л. Калиновской и С. Бондаренко — за данные о процессах $\gamma\gamma \rightarrow ZZ, \gamma Z$. Работа поддержана программой фундаментальных научных исследований СО РАН № П.15.1, проект № 0314-2019-00, и проектом HARMONIA (контракт UMO-2015/18/M/ST2/00518 (2016–2020)).

Приложение А НЕКОТОРЫЕ ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ И БЛИЗКИЕ ВОПРОСЫ

А.1. Случай «плохой» начальной спиральности $\Lambda_C \approx 1$. При $\Lambda_C = 1$ спектр базовых комптоновских фотонов значительно более плоский, чем в «хорошем» случае $\Lambda_C = -1$ (см. рис. 4). Поэтому в оценках интегральной светимости (13) следует использовать нижнюю границу $y_{\text{min}} = 0,6$. Оптимальная оптическая длина в этом случае оказывается больше, чем в «хорошем» случае $\Lambda_C = -1$. В частности, при $\rho = 1$ оказывается $z_m(x = 18, \Lambda_C = 1) = 0,827$ и $z_m(x = 100, \Lambda_C = 1) = 1,07$ для $x = 100$. Требуемая в этих случаях энергия лазерной вспышки несколько выше, чем в «хорошем» случае.

Наиболее важное различие состоит в форме высокоэнергетической части спектра светимости. Он значительно более плоский, чем тот, что показан на рис. 6. Положение его размытого максимума смещается к много меньшим значениям w . Простое однопараметрическое описание спектра при измене-

нии b (14)–(16) становится несправедливым, детали конструкции оказываются существенными при всех энергиях фотонов, высокоэнергетическая и низкоэнергетическая части спектра практически не разделяются.

А.2. Линейная поляризация высокоэнергетических фотонов. Она выражается через линейную поляризацию лазерных фотонов $P_{\ell 0}$ хорошо известным соотношением (N/D) (см. [9]), в котором $|N| \leq |2P_{\ell 0}|$ и $D \propto f(x, y)$. Чтобы высокоэнергетическая светимость была большой, знаменатель D должен быть большим. Поэтому в случае высокой $\gamma\gamma$ -светимости линейная поляризация высокоэнергетического фотона может быть только небольшой. Нельзя надеяться на наблюдение этих эффектов на обсуждаемых TeV PLC.

А.3. Столкновения позитронов с электронами противоположного пучка. Столкновения позитронов, возникших в убивающем процессе с электронами встречного пучка, порождают физические состояния, сходные с некоторыми состояниями, порождаемыми в $\gamma\gamma$ -соударениях. Это могло бы быть важным фоновым процессом для TeV PLC.

Общее. В соответствии с табл. 3 при $x = 18$ и $z = z_m$ число убитых фотонов (родивших e^+e^- -пары) составляет меньше $3/4$ от числа оставшихся фотонов. Это отношение уменьшается при уменьшении x . Только половина из этих фотонов порождает позитроны высокой энергии. Поэтому светимость этих соударений $\mathcal{L}_b(e^+e^-) \lesssim (1,5-2,5)\mathcal{L}(\gamma\gamma)$.

Использование вместо z_m оптической длины $z_{0,9}$ уменьшает число позитронов и светимость $\mathcal{L}_b(e^+e^-)$ наполовину или более ценой небольшого уменьшения $L_{\gamma\gamma}$.

Распределение позитронов и т. п. Форма распределения светимости обсуждаемых e^+e^- -соударений совершенно иная, чем у интересующих нас $\gamma\gamma$ -соударений. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим энергетическое распределение позитронов, рожденных фотонами с энергией $\omega = E y$ и поляризацией λ . Используем обозначения (18) и запишем энергию позитрона $E_+ = y_+\omega \equiv y_+yE$. Напомним кинематические ограничения:

$$w^2 = sy \geq 4, \quad v = \sqrt{1 - 4/w^2}, \quad \frac{1+v}{2} \geq y_+ \geq \frac{1-v}{2}, \quad (24a)$$

поэтому

$$\begin{aligned} y_+ \leq 0,77 &\rightarrow E_+ \leq 0,693E \text{ при } x = 9, \\ y_+ \leq 0,888 &\rightarrow E_+ \leq 0,841 \text{ при } x = 18. \end{aligned} \quad (24b)$$

Как результат, быстроты системы, рожденной в этих e^+e^- -соударениях, таковы:

$$\eta_{e^+e^-}(x = 9) \geq 0,153, \quad \eta_{e^+e^-}(x = 18) \geq 0,08. \quad (25)$$

Эти значения не перекрываются с интервалом быстрот для $\gamma\gamma$ -системы (23), (8). Поэтому в случае наблюдения всех конечных продуктов реакции e^+e^- - и $\gamma\gamma$ -события ясно различимы.

В общем случае необходимо более детальное описание. Энергетическое распределение позитронов, рожденных в $\gamma_0\gamma$ -соударениях, имеет вид

$$\frac{dn_+(y_+; w^2, \lambda\lambda_0)}{dy_+} = \frac{(u-2)(1+c\lambda_0\lambda) + s^2}{\Phi_{\gamma\gamma}(w^2, \lambda_0\lambda)}, \quad (26)$$

$$u = \frac{1}{y_+(1-y_+)}, \quad c = 2\frac{u}{w^2} - 1, \quad s^2 = 1 - c^2.$$

При наибольшей энергии позитронов $c = 1$, и мы имеем $dn = 0$ (при $\lambda_0\lambda = -1$)*. Это означает, что физический поток позитронов ограничен даже сильнее, чем в (24).

При отходе от указанных конечных точек распределение (26) по y_+ меняется слабо во всем интервале изменения y_+ . Поэтому e^+e^- -светимость широко распределена по всей области возможного изменения. В итоге дифференциальная светимость $dL^{e^+e^-}/dw \ll dL^{\gamma\gamma}/dw|_{\text{peak}}$.

Помимо различий в распределении светимости следует отметить важные различия в рожденных системах при одинаковых энергиях.

1. С ростом энергии все сечения в e^+e^- -моду падают как $1/s$. В $\gamma\gamma$ -моду сечения многих процессов не падают.

2. В e^+e^- -моду большинство процессов — аннигиляционные (через γ или Z в промежуточном состоянии). Продукты этих процессов имеют широкие угловые распределения. В $\gamma\gamma$ -моду значительная часть продуктов реакции движется вдоль оси соударения с умеренным поперечным импульсом.

А.4. Процесс Бете–Гайтлера $e_0\gamma_0 \rightarrow ee^+e^-$. Этот процесс включается при $x = 8$. Он является процессом следующего порядка по α , но (в противоположность эффекту Комптона) его сечение не падает с ростом энергии:

Таблица 6. Фактор $K_{\text{ВН}}$

Λ_C	x		
	30	100	300
-1	0,96	0,80	0,47
1	0,97	0,88	0,62

$$\sigma_{\text{ВН}} = \left(\frac{28}{9\pi}\right) \alpha\sigma_0 \left(\ln x - \frac{109}{42}\right) \text{ при } x \gg 1.$$

Из-за этого процесса поток высокоэнергетических фотонов эффективно уменьшается в $K_{\text{ВН}}$ раз:

$$K_{\text{ВН}} = \frac{\sigma_C(x)}{\sigma_C(x) + \sigma_{\text{ВН}}(x)}, \quad (27)$$

и $\gamma\gamma$ -светимость уменьшается в $K_{\text{ВН}}^2$ раз. Численные значения этого фактора приведены в табл. 6. Из нее видно, что механизмом Бете–Гайтлера можно пренебречь при $x < 100$, а уменьшение потока фотонов становится неприемлемо сильным при $x > 300$.

*Равенство $dn = 0$ отвечает тому факту, что закон сохранения момента импульса запрещает рождение позитронов (или электронов) на угол 0.

Приложение Б НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ TeV PLC

Мы ожидаем, что LHC и e^+e^- -коллайдеры дадут нам много новых результатов. Разумеется, TeV PLC будет дополнять эти результаты и улучшать точность измерения некоторых фундаментальных параметров. Существуют, однако, и важные задачи фундаментальной физики, которые на LHC и e^+e^- -коллайдерах недоступны для изучения или требуют очень больших усилий, а на TeV PLC они могут получить решение. Обсудим ниже именно такие задачи.

Вне Стандартной модели (BSM). В расширенном хиггсовском секторе может реализоваться сценарий, в котором наблюдаемый бозон Хиггса h подобен бозону Хиггса в Стандартной модели (SM-like, или aligned), в то время как модель содержит другие скаляры, некоторые из которых взаимодействуют сильно. Ранее обсуждалось (в модели с одним бозоном Хиггса), что физика подобного сильнодействующего сектора может быть подобна низкоэнергетической физике пионов. Такая система может иметь резонансы, подобные σ , ρ , f со спином 0, 1 и 2 (по оценкам — с массой $M \lesssim 1\text{--}2$ ТэВ). Высокая монохроматичность TeV PLC позволит наблюдать эти резонансные состояния со спином 0 и 2 в $\gamma\gamma$ -моду.

Подобным образом можно будет наблюдать возбужденные электроны со спином 1/2 или 3/2 в $e\gamma$ -соударениях.

Физика калибровочных бозонов. Электрослабая теория проверена ныне на древесном уровне для простейших процессов и на однопетлевом уровне для Z -пика. Возможность проверить эффекты этой модели в более сложных процессах и для петлевых эффектов вне Z -пика представляется очень важной. TeV PLC обеспечит нас уникальной возможностью изучать эти проблемы.

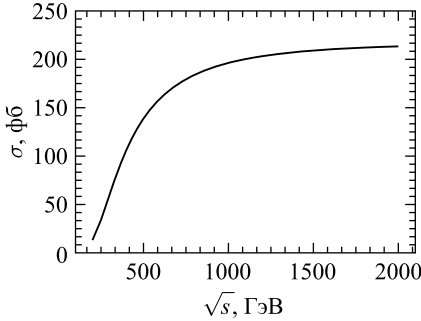
Процессы $\gamma\gamma \rightarrow WW$, $e\gamma \rightarrow \nu W$ имеют громадные по меркам физики ТэВных энергий сечения, при больших s получаем [26–30]

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow WW) \equiv \sigma_V = 8\pi\alpha^2/M_W^2 \approx 86 \text{ пб}, \quad (28a)$$

$$\sigma(e\gamma \rightarrow \nu W) \approx \left(\frac{1}{2} - \lambda_e\right) \sigma_V. \quad (28b)$$

Измерение этих процессов позволит тестировать структуру электрослабой теории с погрешностью около 0,1% (1 петля и частично 2 петли). Чтобы описать результаты с такой точностью, должна быть построена квантовая теория поля с нестабильными частицами. С такой точностью чувствительность к возможным аномальным взаимодействиям (операторам высшей размерности), т. е. сигналам новой физики, будет усилена [26].

Процессы $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ и $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ будут первыми хорошо измеряемыми процессами, обусловленными только петлевыми вкладками [27, 29]. Энергети-

Рис. 7. Сечение процесса $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ [30]

ческая зависимость сечения процесса $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ показана на рис. 7. Заметим, что $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z) \approx \sigma(\gamma\gamma \rightarrow ZZ)/3$ [30].

Процессы с множественным рождением калибровочных бозонов на TeV PLC имеют относительно большие сечения (рис. 8)*. Эти сечения чувствительны к деталям калибровочного взаимодействия (которые нельзя увидеть другим способом) и к возможным аномальным взаимодействиям. Ничего подобного не открыва-

ется на других коллайдерах. Эти относительно большие сечения обусловлены вкладами диаграмм с обменом калибровочными бозонами в t -канале, не убывающими с ростом энергии [33]. Эти сечения растут логарифмически с факторами $L \approx \ln(s/m_e^2)$ для обмена фотонами и $\ell \approx \ln(s/M_W^2)$ для обмена $W(Z)$:

$$\begin{aligned}
 \sigma(e\gamma \rightarrow eWW) &\sim \alpha\sigma_W L, & \sigma(e\gamma \rightarrow eWWZ) &\sim \alpha^2\sigma_W L\ell, \\
 \sigma(e\gamma \rightarrow \nu WW) &\sim \alpha\sigma_W \ell, & \sigma(\gamma\gamma \rightarrow ZWW) &\sim \alpha\sigma_W \ell, \\
 \sigma(e\gamma \rightarrow \nu WWW) &\sim \frac{\sigma(\gamma\gamma \rightarrow WWZZ)}{\sin^2\theta_W} \sim \alpha^2\sigma_W \ell^2, \\
 \sigma(\gamma\gamma \rightarrow WWWW) &\sim \alpha^2\sigma_W \ell^2.
 \end{aligned} \tag{29}$$

Для процессов $e\gamma \rightarrow eWW$, $e\gamma \rightarrow eWWZ$ приводим сечения для хорошо наблюдаемых поперечных импульсов электрона ($p_{\perp e} > 30$ ГэВ). Изучение зависимости этих сечений от поперечного импульса электрона позволит измерить электромагнитный формфактор W в процессе $\gamma\gamma^* \rightarrow WW$, $\gamma\gamma^* \rightarrow WWZ$ и выделить вклад процесса $Z^*\gamma \rightarrow WW$, $Z^*\gamma \rightarrow WWZ$ (при $p_{\perp e} > 30$ ГэВ). Изучение процесса $e\gamma \rightarrow \nu WZ$ позволит получить первую информацию о подпроцессе $W^*\gamma \rightarrow WZ$.

Адронная физика и КХД. Наше понимание физики адронов двояко. Мы уверены, что понимаем базовую теорию — КХД с ее асимптотической свободой. Однако результаты вычислений в КХД применяются к описанию наблюдаемых данных только с использованием феноменологических допущений (часто подтверждаемых многолетней практикой). Это приводит к плохо контролируемым неопределенностям в описании данных.

*Возможные вклады дополнительных бозонов Хиггса не учитываются.

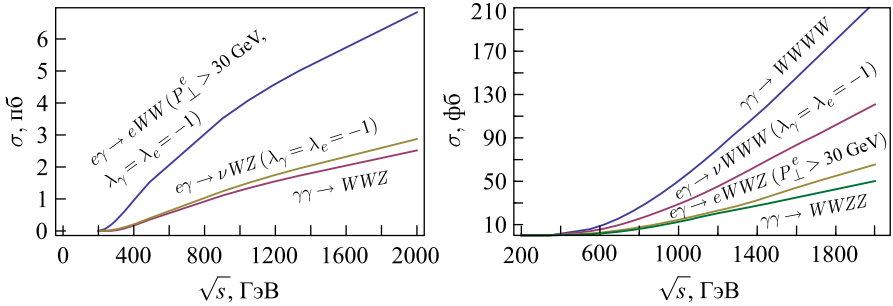


Рис. 8. Сечения множественного рождения калибровочных бозонов, вычисленные с помощью CalcHEP

PLC в некоторых отношениях может рассматриваться как адронная машина с более чистым начальным состоянием. Это значит, что PLC можно использовать для детального изучения высокоэнергетических процессов КХД, таких как дифракция, полные сечения, оддерон и т. д. Результаты соответствующих экспериментов могут сопоставляться с опытом с меньшей неопределенностью, чем на LHC.

Изучение структурной функции фотона W_γ (в $e\gamma$ -моду) обеспечит уникальный тест КХД. Эта функция может быть представлена в виде суммы точечноподобного W_γ^{pl} и адронного W_γ^h вкладов. Последний схож со структурной функцией протона и описывается сходной феноменологией. Напротив, точечноподобный вклад W_γ^{pl} описывается без феноменологических параметров [34]. Отношение $W_\gamma^h/W_\gamma^{\text{pl}}$ падает с ростом Q^2 примерно как $(\ln Q^2)^{-1/3}$. В ныне доступной области параметров адронный вклад доминирует. С ростом Q^2 на $e\gamma$ TeV PLC точечноподобный вклад должен стать доминирующим.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Landau L. D., Lifshitz E. M. On the Production of Electrons and Positrons in the Collision of Two Particles // Sov. Phys. 1934. V. 6. P. 244.
2. Budnev V. M., Ginzburg I. F., Meledin G. V., Serbo V. G. The Two-Photon Particle Production Mechanism. Physical Problems. Applications. Equivalent Photon Approximation // Phys. Rep. C. 1975. V. 15. P. 181.
3. Балакин В. Е., Буднев В. М., Гинзбург И. Ф. Возможность эксперимента по рождению адронов двумя фотонами от порога до очень больших энергий // Письма ЖЭТФ. 1970. Т. 11. С. 559 (ZhETF Lett. 1970. V. 11. P. 388).
4. Budnev V. M., Ginzburg I. F. The Two-Photon Production of Hadrons at the High-Energy Electron Colliding Beams // Phys. Lett. B. 1971. V. 37. P. 320.

5. *Brodsky S., Kinoshita T., Terazawa H.* Two-Photon Mechanism of Particle Production by High-Energy Colliding Beams // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 25. P. 972.
6. *d'Enterria D. et al.* PHOTON-2017 Conf. Proc. arXiv:1812.08166.
7. *Гинзбург И. Ф., Коткин Г. Л., Сербо В. Г., Тельнов В. И.* О возможности получить встречные $\gamma\gamma$ - и γe -пучки с высокой энергией и светимостью на базе ускорителей типа ВЛЭПП // Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 34. С. 514.
8. *Ginzburg I. F., Kotkin G. L., Serbo V. G., Telnov V. I.* Colliding $\gamma\gamma$ and γe Beams Based on the Single Pass e^+e^- Colliders (VLEPP Type) // *Nucl. Instr. Meth.* 1983. V. 205. P. 47.
9. *Ginzburg I. F., Kotkin G. L., Panfil S. L., Serbo V. G., Telnov V. I.* Colliding $\gamma\gamma$ and γe Beams Based on the Single Pass e^+e^- Colliders. II. Polarization Effects, Monochromatization Improvement // *Nucl. Instr. Meth.* 1983. V. 219. P. 5.
10. *Telnov V. I.* Problems of Obtaining Gamma–Gamma and Gamma–Electron Colliding Beams at Linear Colliders // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1990. V. 294. P. 72–92.
11. *Badelek B. et al.* The Photon Collider at TESLA // *Intern. J. Mod. Phys. A.* 2004. V. 19. P. 5097–5186.
12. *Heuer R. D. et al.* TESLA Technical Design Report. P. III. DESY 2001-011, TESLA Report 2001-23, TESLA FEL 2001-05. 2001. P. 1–192; hep-ph/0106315.
13. *Badelek B. et al.* TESLA Technical Design Report. P. VI, Ch. 1. DESY 2001-011, TESLA Report 2001-23, TESLA FEL 2001-05. 2001; hep-ex/0108012. P. 1–98.
14. *Harrison M., Ross M., Walker N.* International Linear Collider. Technical Design Report (2007, 2010, 2013). arxiv:1308.3726 [hep-ph].
15. *Telnov V. I.* Prospects of High Energy Photon Colliders // *Nucl. Part. Phys. Proc.* 2016. V. 273–275. P. 219–224.
16. *Telnov V. I.* Optimization of the Beam Crossing Angle at the ILC for e^+e^- and Gamma–Gamma Collisions. arxiv:1801.10471.
17. *Bambade P. et al.* The International Linear Collider: A Global Project. arxiv:1903.01629 [hep-ex].
18. *CLIC and CLICdp Collab.* CERN Yellow Rep. Monogr. 2018. V. 1802.
19. *Robson A. et al.* The Compact Linear e^+e^- Collider (CLIC): Accelerator and Detector. arxiv:1812.07987 [physics.acc-ph].
20. *Roloff P., Franceschini R., Schnoor U., Wulzer A.* The Compact Linear e^+e^- Collider (CLIC): Physics Potential. arxiv:1812.07986 [hep-ex].
21. *de Blas J. et al.* The CLIC Potential for New Physics. arxiv:1812.02093 [hep-ph].
22. *Telnov V. I.* Problems of Multi-TeV Photon Colliders // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2001. V. 472. P. 280–290.
23. *Ginzburg I. F., Kotkin G. L.* High Energy Photon Collider. Report at "Photon 2009". 11–15 May, Hamburg, 2009.
24. *Ginzburg I. F.* Physical Problems for Future Photon Colliders. arxiv:0912.4841 [hep-ph].
25. *Ginzburg I. F., Kotkin G. L.* Effective Photon Spectra for the Photon Colliders // *Eur. Phys. J. C.* 2000. V. 13. P. 295.
26. *Ginzburg I. F., Kotkin G. L., Panfil S. L., Serbo V. G.* W Boson Production at e^+e^- , $\gamma\gamma$ and γe Colliding Beams // *Nucl. Phys. B.* 1983. V. 228. P. 285–300; Erratum // 1984. V. 243. P. 550.

27. *Jikia G., Tkabaladze A.* γZ Pair Production at the Photon Linear Collider // *Phys. Lett. B.* 1994. V. 332. P. 441; arXiv:hep-ph/9312274.
28. *Jikia G.* Electroweak Gauge Boson Production at $\gamma\gamma$ Collider // *Nucl. Phys. B.* 1993. V. 405. P. 24; *Phys. Lett. B.* 1993. V. 298. P. 224; arXiv:hep-ph/9710459.
29. *Gounaris G. J., Layssac J., Porfyriadis P. I., Renard F. M.* The $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ Process and the Search for Virtual SUSY Effects at a $\gamma\gamma$ Collider; arXiv:hep-ph/9909243.
30. *Калиновская Л., Бондаренко С.* Частное сообщение. 2020.
31. *Тельнов В. И.* Частное сообщение. 2013.
32. *Abada A. et al.* FCC Physics Opportunities // *Eur. Phys. J. C.* 2019. V. 79. P. 474.
33. *Гинзбург И. Ф., Ильин В. А., Пухов А. Е., Сербо В. Г., Шичанин С. А.* Процессы третьего порядка с рождением W и Z в γe - и $\gamma\gamma$ -соударениях // *ЯФ.* 1993. Т. 56. С. 57–63.
34. *Witten E.* Anomalous Cross Section for Photon–Photon Scattering in Gauge Theories // *Nucl. Phys. B.* 1977. V. 120. P. 189.