

ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ ПОПРАВКИ К РОЖДЕНИЮ ДИЛЕПТОНОВ ПРИ ФОТОННОМ СЛИЯНИИ НА ЛНС

© 2023 г. В. А. Зыкунов^{1), 2), 3)}*

Поступила в редакцию 25.06.2022 г.; после доработки 08.07.2022 г.; принята к публикации 13.07.2022 г.

Оценены однопетлевые электрослабые радиационные поправки к процессу рождения дилептонов в канале фотонного слияния при адронных столкновениях для экспериментальной программы Большого адронного коллайдера (Large Hadron Collider, ЛНС) по изучению процесса Дрелла–Яна. Проведен подробный численный анализ эффектов электрослабых радиационных поправок к наблюдаемым величинам (сечениям и асимметрии вперед–назад) в широкой кинематической области, в том числе для эксперимента CMS ЛНС в режиме Run3/HL, который соответствует сверхвысоким энергиям и инвариантным массам лептонной пары.

DOI: 10.31857/S0044002723010634, EDN: RICKNF

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение процесса рождения лептонной пары в столкновениях адронов обладает значительным потенциалом с точки зрения открытия новых физических явлений. Так, в начале 1980-х гг. в экспериментах на протонном коллайдере в CERN коллаборациям UA1 и UA2 удалось обнаружить переносчики слабого взаимодействия: W -бозоны [1] и Z -бозоны [2]. В настоящий момент в сходных экспериментах на адронном коллайдере ЛНС осуществляется тестирование энергетического масштаба выше ТэВ и поиск на нем отклонений от Стандартной модели (СМ) — явлений Новой физики (НФ): суперсимметричных партнеров известных частиц [3], проявлений (супер)струнной теории и симбиоза теории струн и суперсимметрии — M -теории (теории миров на бранах) [4], кандидатов на Темную материю (dark matter) [5], аксионов [частиц, введение которых объясняет отсутствие нарушения CP -симметрии в квантовой хромодинамике (КХД)] [6], ультраслабо взаимодействующих частиц (feebly interacting particles) [7]. Обнаружение следов НФ является одной из главных перспектив развития современной физики. Есть надежда, что поиск явлений НФ увенчается успехом после тщательного исследования наблюдаемых величин процесса Дрелла–Яна при боль-

ших инвариантных массах лептонной пары (дилептона) l^-l^+ .

Процесс рождения лептонной пары в адронных столкновениях, который впервые теоретически был описан в работах [8, 9] (С. Дрелл, Д. Ян) и [10] (В. Матвеев, Р. Мурадян, А. Тавхелидзе), а экспериментально исследован в BNL [11], послужил становлению КХД как теории, адекватно описывающей сильные взаимодействия. Кварк-партоновая модель (КПМ), соответственно, стала рабочим инструментом для расчетов в этой области физики высоких энергий. В современной литературе принято различать процесс Дрелла–Яна (рождение дилептона в адронных столкновениях посредством аннигиляции кварк-антикварковой пары через виртуальный фотон или Z -бозон, в работе будем его обозначать “DY”) и другие подобные процессы рождения дилептона, где также имеются в виду столкновения адронов, но дилептон рождается посредством другого механизма. Одной из таких возможностей является двухфотонный механизм (two-photon exchange mechanism) образования дилептона или рождение дилептона при фотон-фотонном (или просто фотонном) слиянии (dilepton production via $\gamma\gamma$ -fusion), в настоящей работе этот механизм будем обозначать как “ $\gamma\gamma$ ”.

В 2022–2024 гг. на ЛНС будет проходить этап Run3, в котором будет реализована максимальная запланированная энергия протонов $\sqrt{S} = 14$ ТэВ (в системе их центра масс), собрана статистика до 300 фбн^{-1} и промерена область по инвариантной массе лептонной пары M примерно от 4.6 до 5.2 ТэВ. Следующий этап работы ЛНС 2027–2038 гг., на котором планируется собрать ста-

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, Беларусь.

³⁾Белорусский торгово-экономический университет потребительской кооперации, Гомель, Беларусь.

*E-mail: zykunov@cern.ch

тистику в 3000 фбн^{-1} , будет называться High-Luminosity (HL) LHC, на нем планируется достичь области M до 6.2 ТэВ . Если энергии, которые будут достигнуты на Run3/HL LHC, соответствуют пределам применимости $СМ$, то, по всей видимости, НФ проявится в экспериментах на LHC не через прямое обнаружение новых частиц и/или новых явлений, а по довольно небольшим отклонениям от предсказаний $СМ$. Обнаружение новых физических явлений по такому сценарию возможно только в ходе крайне точного (прецизионного) сравнения полученных экспериментальных данных с предсказаниями теории.

Все вышесказанное требует соответствующего улучшения точности теоретического описания исследуемых процессов, протекающих в микромире, и обеспечения экспериментов на Run3/HL LHC надежными и прецизионными программами учета не только лидирующего порядка теории возмущений, но и более высоких ее порядков. Традиционно они называются радиационными эффектами или эффектами радиационных поправок (radiative corrections, RC). К настоящему моменту имеется большое количество разнообразных, взаимодополняющих друг друга программ и компьютерных кодов, посвященных этой проблеме, их обзор сделан, например, в работе [12]. В ней также приведено физическое содержание одной из таких программ — READY (Radiative corrections to lArge invariant mass Drell–Yan process), разработанной автором для оценки электрослабых и КХД-поправок для процесса Дрелла–Яна.

В предыдущей работе [13] была описана процедура учета однопетлевых электромагнитных радиационных поправок для процесса рождения дилептонов в адронных столкновениях посредством механизма $\gamma\gamma$ -слияния с акцентом на корректный учет жесткого тормозного излучения. В настоящей работе будет описан вклад однопетлевых электрослабых радиационных поправок (ЭСП) для $\gamma\gamma$ -механизма. Проведен численный анализ эффектов ЭСП к наблюдаемым сечениям и асимметрии вперед–назад во всей кинематической области, для чего были расширены возможности программы READY. В настоящей работе (как и в [13]) основное внимание будет уделено условиям эксперимента CMS LHC в режиме Run3/HL.

2. ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА

Объектом изучения является процесс рождения лептонной пары в столкновении неполяризованных адронов h_A и h_B :

$$h_A(P_A) + h_B(P_B) \rightarrow l^-(p_3) + l^+(p_4) + X \quad (1)$$

(в скобках указаны обозначения 4-импульсов частиц). Полную энергию реакции (1) в системе

центра масс адронов (с.ц.м.а.) запишем так: $E_A + E_B = \sqrt{S}$. Возможные механизмы, по которым осуществляется реакция (1) на партонном уровне, изображены на рис. 1: a — рождение дилептона путем аннигиляции кварка и антикварка (процесс Дрелла–Яна), b — рождение дилептона путем фотонного слияния. Аналитическое и численное сравнение этих двух механизмов произведено в работе [13], там же изучены электромагнитные поправки (ЭМП) для фотонного слияния, изложение там и в настоящей статье проводится в духе работы [12], где подробно изложена методика расчета электрослабых и КХД-поправок для процесса Дрелла–Яна.

Безрадиационное рождение дилептона путем фотонного слияния на партонном уровне имеет вид

$$\gamma(p_1) + \gamma(p_2) \rightarrow l^-(p_3) + l^+(p_4), \quad (2)$$

фейнмановские диаграммы, которые ему соответствуют в борновском приближении, приведены на рис. 2. Обозначения на диаграмме рис. 2а следующие: p_1 (p_2) — 4-импульс первого (второго) фотона; p_3 (p_4) — 4-импульс конечного лептона l^- (антилептона l^+) с массой m . Согласно кварк-партонной модели 4-импульсы адрона и партона пропорциональны:

$$p_1 = x_1 P_A, \quad p_2 = x_2 P_B, \quad (3)$$

где коэффициенты x_1 и x_2 — это доли импульса, которые забирают партоны (в данном случае — фотоны) от родительского адрона.

3. КОНВОЛЮЦИЯ И КИНЕМАТИКА

Чтобы построить в рамках КПМ сечение процесса (1), нужно учесть все возможности образования дилептона из адронов, допустимые законами сохранения, и отобрать те конфигурации, которые допустимы кинематически — провести конволюцию. Физически она основана на гипотезе факторизации [14], а математически записывается в виде формулы полной вероятности:

$$d\sigma_C^h = f_\gamma^A(x_1) dx_1 f_\gamma^B(x_2) dx_2 d\hat{\sigma}_C^{\gamma\gamma} \Theta, \quad (4)$$

где $d\sigma_C^h$ — сечение процесса (1), $d\hat{\sigma}_C^{\gamma\gamma}$ — сечение процесса (2). Символом $f_\gamma^h(x) \equiv f_\gamma^h(x, Q^2)$ обозначаются функции партонных распределений (parton distribution function, PDF), которые имеют следующий (вероятностный) смысл: $f_\gamma^h(x) dx$ — это вероятность нахождения в адроне h фотона с долей импульса от x до $x + dx$ при заданном Q^2 — энергетическом масштабе (resolution scale) реакции. Заметим, что существуют и другие подходы для расчета сечения процесса рождения дилептона,

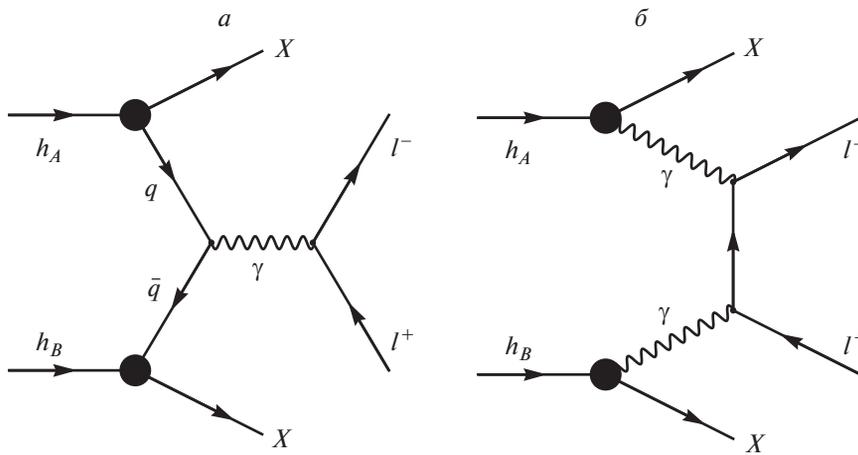


Рис. 1. Процесс рождения дилептона в адронных столкновениях: *a* — процесс Дрелла–Яна с виртуальным фотоном, *б* — механизм фотонного слияния. На линиях указаны названия частиц.

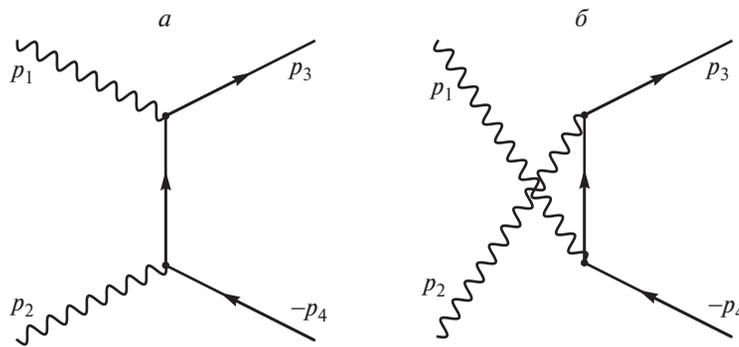


Рис. 2. Фейнмановские диаграммы процесса $\gamma\gamma \rightarrow l^-l^+$ в борновском приближении.

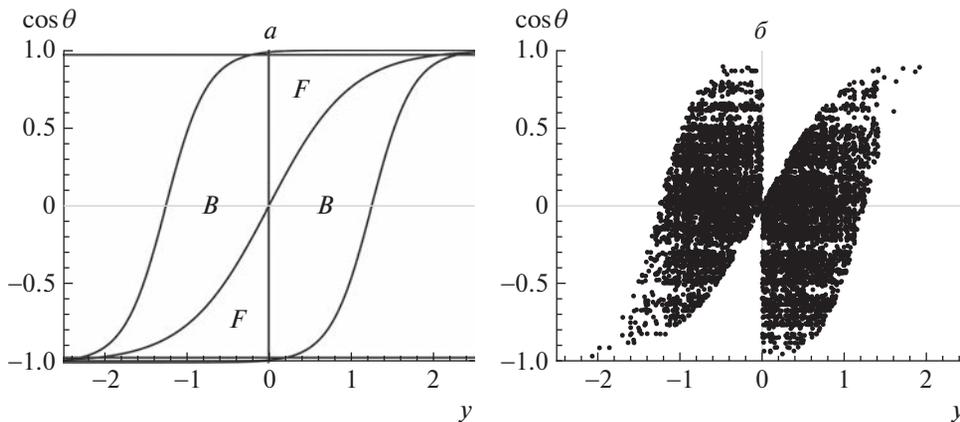


Рис. 3. *a* — Области интегрирования для сечений вперед σ_F^h и назад σ_B^h в переменных y и C ($C = \cos \theta$) (границы описываются уравнениями $y = 0$, $C = \text{th } y$, $\cos \theta = \pm \zeta^*$ и $\cos \alpha = \pm \zeta^*$), *б* — разыгранные с помощью программы VEGAS [19] события, соответствующие области “назад” (точки).

индуцированного $\gamma\gamma$ -механизмом, например, в работе [15] для построения сечения был использован формализм адронного тензора.

Чтобы из (4) получить наблюдаемое сечение, в фазовом пространстве реакции нужно выделить

зависимость от требуемых переменных и проинтегрировать по остальным в области фазового объема, допустимой кинематикой реакции и возможностями детектора. Такое интегрирование несложно обеспечить с помощью фактора Θ , который мате-

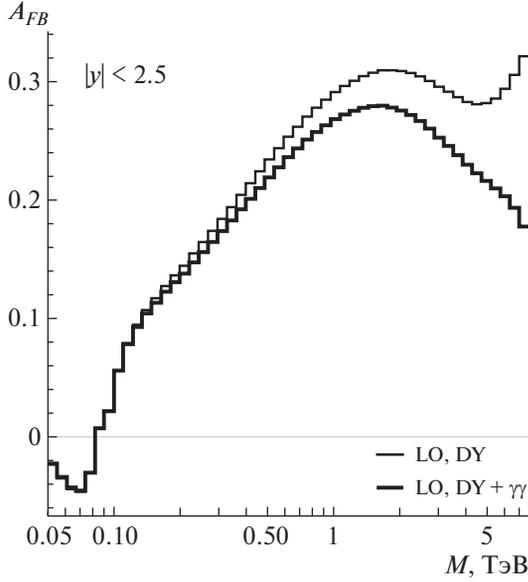


Рис. 4. Борновские асимметрии вперед-назад рождения димюона в зависимости от M в условиях CMS ЛНС: механизм Дрелла–Яна (тонкая кривая), с учетом обоих механизмов — Дрелла–Яна и фотонного слияния (жирная кривая).

матически представляет собой произведение трех комбинаций θ -функций:

$$\Theta = \Theta_\theta \Theta_\alpha \Theta_T. \quad (5)$$

Первые две задают ограничения по углам рассеяния лептона (θ) и антилептона (α):

$$\Theta_\theta = \Theta(\zeta^* - \cos \theta) \Theta(\zeta^* + \cos \theta), \quad (6)$$

$$\Theta_\alpha = \Theta(\zeta^* - \cos \alpha) \Theta(\zeta^* + \cos \alpha),$$

последняя — на поперечную часть 3-импульса лептона и антилептона:

$$\Theta_T = \Theta(p_T(l^-) - p_T^{\min}) \Theta(p_T(l^+) - p_T^{\min}). \quad (7)$$

Все величины из этих выражений подробно объяснены ниже (см., например, описание ζ^* и p_T^{\min} в разд. 6) и/или в работе [13], использовать их нужно в зависимости от кинематики (безрадиационная или радиационная).

Нижним индексом C обозначаются вклады (contributions) в сечение: борновский (ведущий порядок, Leading Order) вклад ($C = 0 \equiv \text{LO}$), виртуальные однопетлевые вклады (virtual, $C = V$), вклад от мягких тормозных фотонов ($C = \text{soft}$), вклад ЭМП ($C = \text{QED}$), вклад слабых радиационных поправок ($C = \text{WRC} = Z + W$, Weak Radiative Corrections; этот вклад разбивается на два в соответствии с наборами диаграмм, обусловленных дополнительным Z - или W -бозоном: $C = Z$ и $C = W$ соответственно). Наконец, обозначим индексом $C = \text{NLO}$ (следующий за ведущим порядок, Next-To-Leading

order) полные ЭСП, которые состоят из двух вкладов — электромагнитного ($C = \text{QED}$) и уже определенного слабого ($C = \text{WRC}$), так что $\text{NLO} = \text{QED} + Z + W$.

Для описания безрадиационного процесса достаточно трех партоновых лоренц-инвариантов Мандельштама:

$$s = (p_1 + p_2)^2, \quad t = (p_1 - p_3)^2, \quad (8)$$

$$u = (p_2 - p_3)^2.$$

Другие три лоренц-инварианта:

$$s_1 = (p_3 + p_4)^2, \quad t_1 = (p_2 - p_4)^2,$$

$$u_1 = (p_1 - p_4)^2$$

нужны для описания радиационной кинематики. В безрадиационном случае выполняются соотношения: $s \equiv s_1$, $t \equiv t_1$, $u \equiv u_1$. Инвариантная масса дилептона определяется так:

$$M = \sqrt{(p_3 + p_4)^2}, \quad (9)$$

в безрадиационном случае, конечно, $M = \sqrt{s}$.

Адронные инварианты вводятся по аналогии с партоновыми (заметим, что $\hat{s} \equiv S$, в современной литературе одинаково часто используются оба этих обозначения для квадрата полной энергии реакции (1) в с.ц.м.а.):

$$\hat{s} = (P_A + P_B)^2, \quad \hat{t} = (P_A - p_3)^2,$$

$$\hat{u} = (P_B - p_3)^2, \quad \hat{t}_1 = (P_B - p_4)^2,$$

$$\hat{u}_1 = (P_A - p_4)^2.$$

Во всей работе последовательно используется ультрарелятивистское приближение (УРП): лоренц-инварианты по абсолютной величине много больше квадратов фермионных масс (массу лептона следует удерживать только в аргументах коллинеарных логарифмов, относящихся к ЭМП-части). Согласно КПМ (3) партоновые и адронные инварианты в УРП связаны простыми соотношениями:

$$\hat{s} = \frac{s}{x_1 x_2}, \quad \hat{t} = \frac{t}{x_1}, \quad \hat{u} = \frac{u}{x_2}, \quad (10)$$

$$\hat{t}_1 = \frac{t_1}{x_2}, \quad \hat{u}_1 = \frac{u_1}{x_1}.$$

Как уже говорилось, все нужные для анализа в с.ц.м.а. величины (энергии частиц, энергия пары E , углы рассеяния θ и α , поперечные и продольные компоненты 3-импульсов, p_T и p_z — поперечная и продольная составляющие 3-импульса пары) связаны с инвариантами в работе [13]. Приведем для полноты изложения формулу для быстроты пары (pair rapidity), в случае безрадиационного процесса в с.ц.м.а. она выглядит так:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{\hat{t}_1 + \hat{u}}{\hat{t} + \hat{u}_1} = \frac{1}{2} \ln \frac{x_1}{x_2}. \quad (11)$$

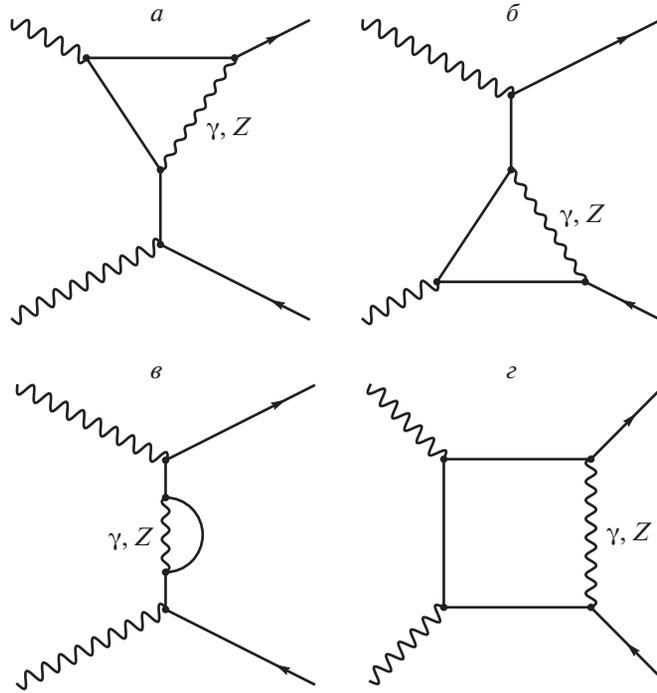


Рис. 5. Половина минимального набора фейнмановских диаграмм процесса $\gamma\gamma \rightarrow l^-l^+$ с дополнительным виртуальным фотоном или Z -бозоном: $a, б$ — вершинный вклад, $в$ — вклад собственной энергии лептона, $г$ — вклад бокса. Оставшиеся диаграммы получаются заменой $p_1 \leftrightarrow p_2$.

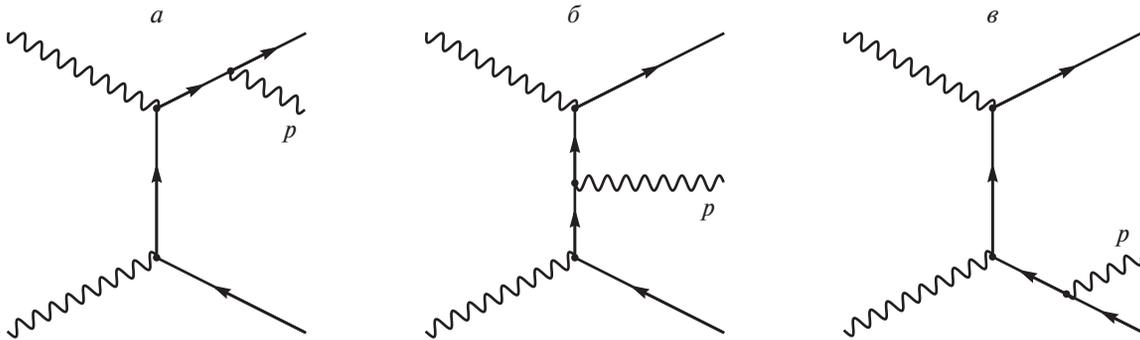


Рис. 6. Половина набора фейнмановских диаграмм процесса тормозного излучения $\gamma\gamma \rightarrow l^-l^+\gamma$. Оставшиеся диаграммы получаются заменой $p_1 \leftrightarrow p_2$.

4. БОРНОВСКОЕ СЕЧЕНИЕ И АСИММЕТРИЯ ВПЕРЕД-НАЗАД

Для расчета сечения $d\sigma_0^{\gamma\gamma}$ процесса (2) применим стандартную технику: по правилам Фейнмана из [16] записываем амплитуды, соответствующие диаграммам рис. 2, затем квадратуем их и суммируем (усредняем) по поляризациям конечных (начальных) частиц. Представим результат в УРП в форме, принятой в работе [12]:

$$d\sigma_0^{\gamma\gamma} = \frac{2\pi\alpha^2}{s^2} \left(\frac{u}{t} + \frac{t}{u} \right) dt, \quad (12)$$

где α — постоянная тонкой структуры [17].

Применяя конволюционную формулу, перейдем к адронному сечению. Используем трижды

дифференциальное сечение (fully differential cross section), для чего осуществим замену переменных $(x_1, x_2, t) \rightarrow (M, y, \mathcal{C})$, где $\mathcal{C} = \cos \theta$ в с.ц.м.а. Соответствующий этой замене якобиан J_N имеет вид

$$J_N = -\frac{4M^3}{S[(1-\mathcal{C})e^y + (1+\mathcal{C})e^{-y}]^2} \quad (13)$$

(см. детали вычислений в [13]). Также напомним, что

$$x_1 = x_0 e^{+y}, \quad x_2 = x_0 e^{-y}, \quad x_0 = \frac{M}{\sqrt{S}}, \quad (14)$$

а партонные инварианты в с.ц.м.а. выражаются

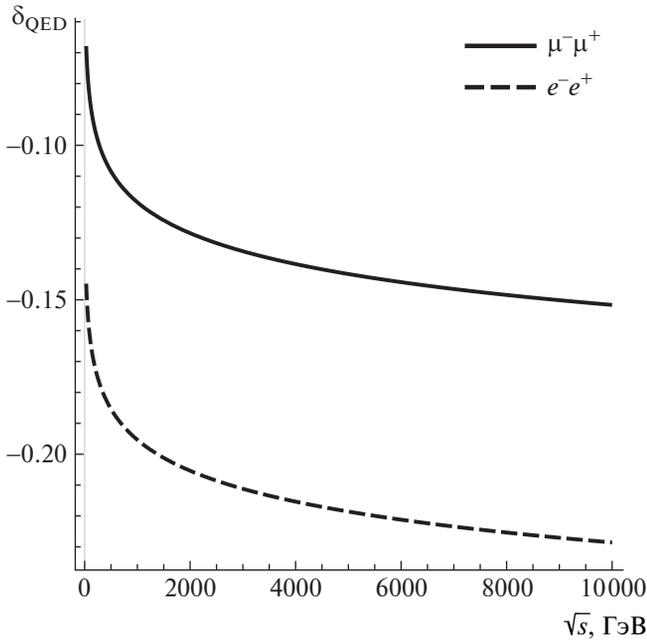


Рис. 7. Относительные электромагнитные поправки к партонному сечению в зависимости от энергии реакции при $\theta = 90^\circ$ и $\omega = 0.05\sqrt{s}$.

так:

$$t = -\frac{M^2(1-C)e^y}{(1-C)e^y + (1+C)e^{-y}}, \quad (15)$$

$$u = -\frac{M^2(1+C)e^{-y}}{(1-C)e^y + (1+C)e^{-y}}.$$

В результате трижды дифференциальное борновское сечение приобретает вид

$$\frac{d^3\sigma_0^h}{dMdydC} = \quad (16)$$

$$= 8\pi\alpha^2 f_\gamma^A(x_1) f_\gamma^B(x_2) \frac{t^2 + u^2}{SM^5(1-C^2)} \Theta.$$

Опишем еще одну важную наблюдаемую в экспериментах рождения дилептона в адронных столкновениях величину — асимметрию вперед-назад A_{FB} . Стандартным образом A_{FB} определяется как отношение разности сечений рассеяния дилептона в определенном диапазоне угла θ^* вперед σ_F^h ($\cos\theta^* > 0$) и назад σ_B^h ($\cos\theta^* < 0$) в системе Коллинза–Сопера (покоя дилептона) к их сумме:

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F^h - \sigma_B^h}{\sigma_F^h + \sigma_B^h}. \quad (17)$$

Асимметрия A_{FB} имеет двоякую природу — электрослабую и кинематическую. Во-первых, если “выключить” диаграммы с дополнительными

слабыми бозонами, т.е. оставить только “электродинамику”, то для A_{FB} тождественно получим нуль. Кинематическая природа A_{FB} заключается в нестандартном выборе разбиения области интегрирования на области “вперед” и “назад”. Точная формула для угла вылета пары в системе Коллинза–Сопера θ^* приведена в [18], в обозначениях настоящей работы она выглядит так:

$$\cos\theta^* = \text{sgn}[x_2(t+u_1) - x_1(t_1+u)] \times \quad (18)$$

$$\times \frac{tt_1 - uu_1}{M\sqrt{s(u+t_1)(u_1+t)}}.$$

В случае безрадиационной кинематики выражение для $\cos\theta^*$ приобретает особенно простой вид:

$$\cos\theta^* = \text{sgn}[x_1 - x_2] \frac{u-t}{s} = \quad (19)$$

$$= \text{sgn}[e^y - e^{-y}] \frac{(1+C)e^{-y} - (1-C)e^y}{(1+C)e^{-y} + (1-C)e^y}.$$

Решая уравнение $\cos\theta^* = 0$, получим два условия на границу, разделяющую области сечений вперед σ_F^h и назад σ_B^h : $y = 0$ и $C = \text{th} y$ (см. рис. 3а). Как видно из рисунка, асимметрия не равна нулю также по причине того, что не симметричны области интегрирования для сечений σ_F^h и σ_B^h . На рис. 3б показаны разыгранные с помощью Монте-Карло-интегратора VEGAS [19] события, соответствующие области “назад”, они обозначены точками на диаграмме. Следует обратить внимание, что изображенная физическая область ограничена также условиями $|C| \leq \zeta^*$ и $|\cos\alpha| \leq \zeta^*$. В переменных настоящей работы границы области, следующие из неравенства $|\cos\alpha| \leq \zeta^*$, имеют нетривиальный вид

$$\cos\left(\arccos\frac{\cos\theta - \text{th} y}{r} + \quad (20)\right.$$

$$\left. + \arcsin\frac{\sin\theta \text{th} y}{r}\right) = \pm\zeta^*,$$

$$r = \sqrt{1 - 2\cos\theta \text{th} y + \text{th}^2 y}$$

(см. более подробно разд. 6 настоящей работы и описание рис. 3 из работы [20]).

На рис. 4 изображены борновские асимметрии вперед-назад процесса рождения димюона в зависимости от M в условиях эксперимента CMS LHC: механизм Дрелла–Яна (тонкая линия), с учетом обоих механизмов — Дрелла–Яна и фотонного слияния (жирная линия). Так как борновский процесс фотонного слияния имеет чисто электромагнитную природу, для него $A_{FB}^{\gamma\gamma} = 0$, откуда заключаем, что сечения “вперед” и “назад” равны: $\sigma_F^{\gamma\gamma} = \sigma_B^{\gamma\gamma} = \Delta$. Как выяснится ниже (см. разд. 6), сечение фотонного слияния становится сравнимым с

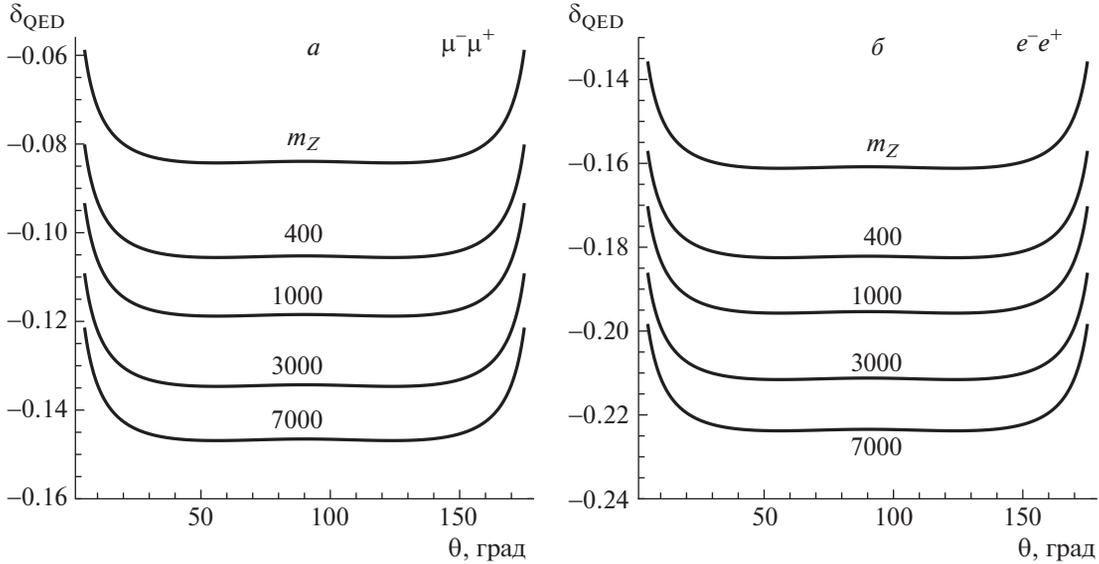


Рис. 8. Относительные электромагнитные поправки к партонному сечению в зависимости от угла рассеяния при различных энергиях реакции \sqrt{s} (в ГэВ, обозначены цифрами на кривых) и $\omega = 0.05\sqrt{s}$: *a* — для конечного $\mu^- \mu^+$ -состояния, *б* — для конечного $e^- e^+$ -состояния.

сечением процесса Дрелла–Яна только при больших M . Раскладывая асимметрию, обусловленную

суммарным эффектом, в ряд по Δ , получим

$$A_{FB}^{DY+\gamma\gamma} \approx A_{FB}^{DY} \left(1 - \frac{2\Delta}{\sigma_{FB}^{DY}} \right).$$

Описываемый эффект понижения асимметрии вперед-назад при больших M хорошо виден на рис. 4, начиная со значений $M \sim 300$ ГэВ.

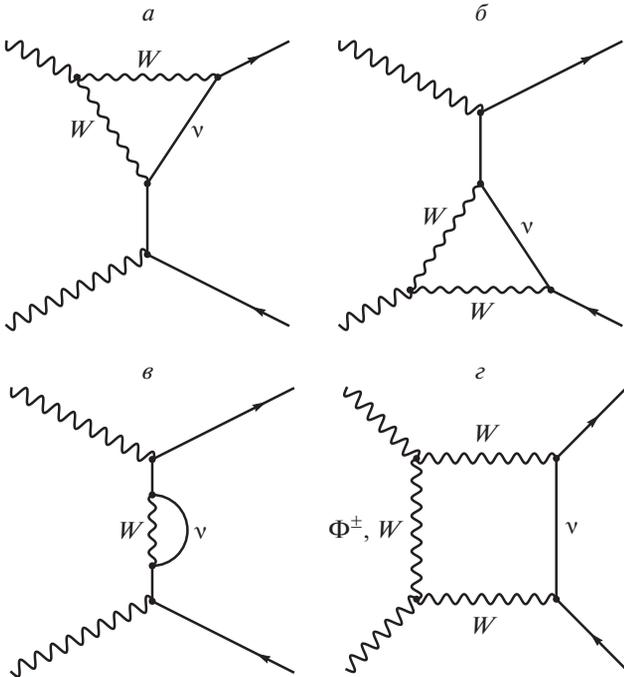


Рис. 9. Половина минимального набора фейнмановских диаграмм процесса $\gamma\gamma \rightarrow l^- l^+$ с дополнительным W -бозоном: *a*, *б* — вершинный вклад, *в* — вклад собственной энергии лептона, *г* — вклад бокса. Оставшиеся диаграммы получаются заменой $p_1 \leftrightarrow p_2$.

5. ОДНОПЕТЛЕВЫЕ ЭСП

Электромагнитные поправки к наблюдаемым величинам исследуемого процесса подробно описаны в работе [13], для полноты изложения повторим основные моменты. Вклад от диаграмм с дополнительным виртуальным фотоном (в обратном партонном процессе $e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma$) впервые был рассчитан в работах [21–23]. Полученный вклад полностью факторизуется перед борновским сечением

$$d\sigma_{\text{QED}}^{\gamma\gamma} = \delta_{\text{QED}} d\sigma_0^{\gamma\gamma},$$

где

$$\delta_{\text{QED}} = \frac{\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{4\omega^2}{s} (L - 1) + \frac{\pi^2}{3} - \frac{3}{2} + \frac{tu}{t^2 + u^2} [f(t, u) + f(u, t)] \right). \quad (21)$$

Здесь ω — максимальная энергия тормозного фотона в системе центра масс начальных партоннов (фотонов),

$$f(t, u) = \frac{s^2 + t^2}{2tu} L_{st}^2 - \frac{3u}{2t} LL_{st} - L_{st}, \quad (22)$$

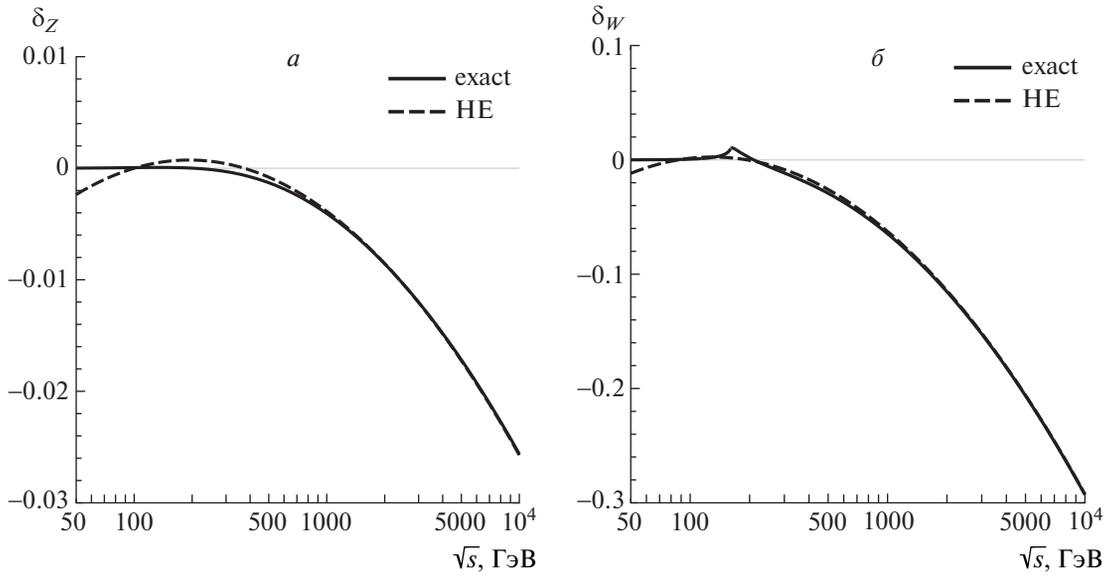


Рис. 10. Относительные электрослабые поправки к партонному сечению в зависимости от энергии реакции при $\theta = 90^\circ$: a — вклад от диаграмм с дополнительным Z -бозоном, b — вклад от диаграмм с дополнительным W -бозоном. Сплошные кривые — точный расчет, штриховые — асимптотическая оценка для HE-режима.

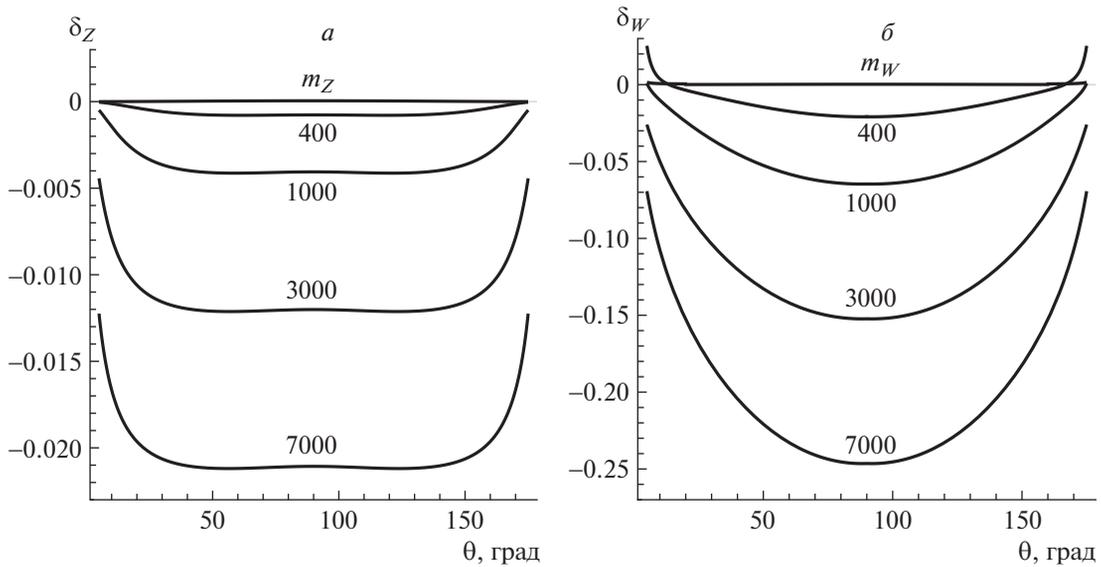


Рис. 11. Относительные электрослабые поправки к партонному сечению в зависимости от угла рассеяния при различных энергиях реакции \sqrt{s} (в ГэВ, обозначены цифрами на кривых): a — вклад от диаграмм с дополнительным Z -бозоном, b — вклад от диаграмм с дополнительным W -бозоном.

а коллинеарный логарифм и логарифм, зависящий от угла рассеяния, выглядят, соответственно, так:

$$L = \ln \frac{s}{m^2}, \quad L_{st} = \ln \frac{s}{-t}. \quad (23)$$

В рассматриваемый вклад ($C = \text{QED}$) входят следующие диаграммы: две фотонные вершины рис. 5а, 5б, диаграмма собственной энергии лептона рис. 5в, фотонный бокс рис. 5г, диаграммы с излучением мягкого фотона ($C = \text{soft}$). Вклад

процессов с излучением тормозного фотона нужно включать в наблюдаемое сечение, чтобы решить проблему инфракрасной расходимости [24]. На партонном уровне они имеют вид

$$\gamma(p_1) + \gamma(p_2) \rightarrow l^-(p_3) + l^+(p_4) + \gamma(p), \quad (24)$$

здесь p — 4-импульс тормозного фотона. Фейнмановские диаграммы подпроцессов (24) приведены на рис. 6.

Поведение ЭМП δ_{QED} на партонном уровне в

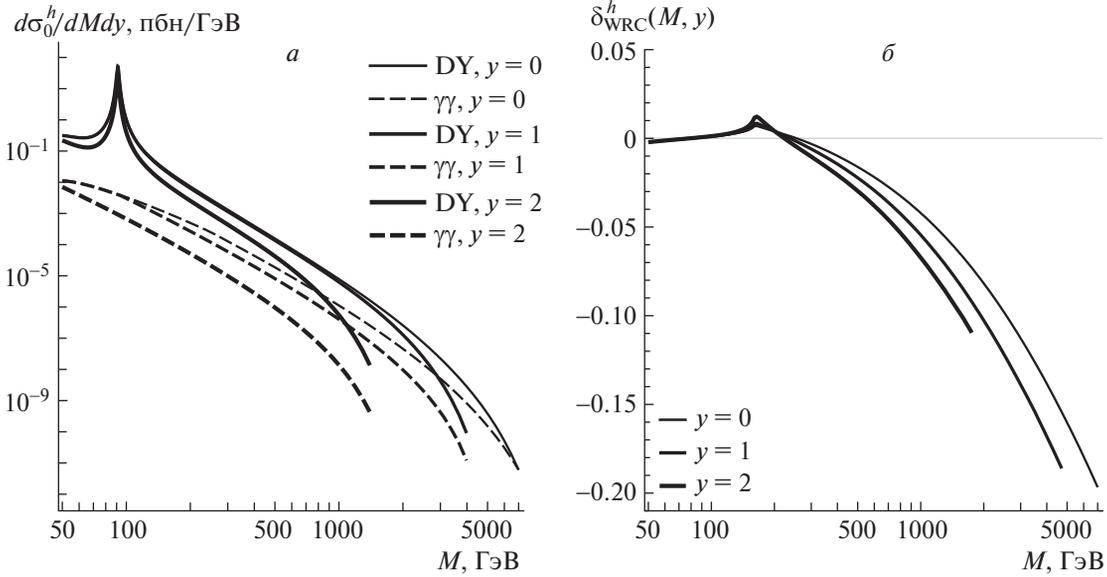


Рис. 12. *a* — Дважды дифференциальные борновские сечения рождения димюона через механизм Дрелла–Яна (сплошные кривые) и фотонное слияние (штриховые кривые). *б* — Полные относительные электрослабые поправки $\delta^h(M, y)$ к дважды дифференциальному адронному сечению в зависимости от M при различных y .

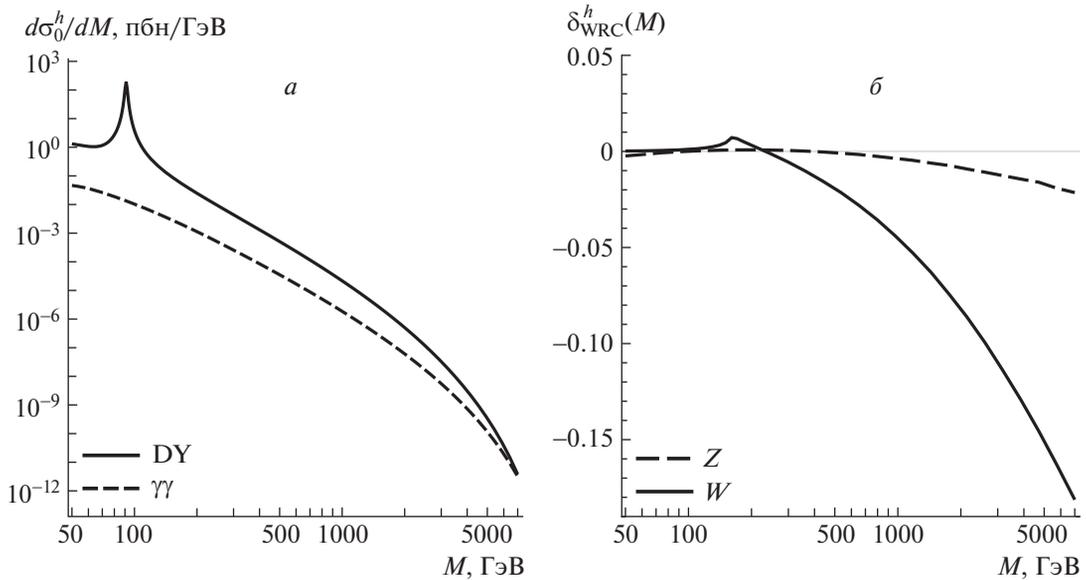


Рис. 13. *a* — Дифференциальные сечения рождения димюона через механизм Дрелла–Яна (сплошные кривые) и через фотонное слияние (штриховые кривые). *б* — Относительные электрослабые поправки $\delta^h(M)$ к дифференциальному адронному сечению, обусловленные дополнительными Z -бозоном (штриховые кривые) и W -бозоном (сплошные кривые), в зависимости от M .

зависимости от энергии показано на рис. 7, где для максимальной энергии фотона было выбрано значение $\omega = 0.05\sqrt{s}$. При данном выборе штриховая линия рис. 7 (электронный случай) в точности воспроизводит результат, приведенный в работе [25] (см. рис. 7 работы [25]). Разница в масштабе относительных поправок для электронного и мюонного случая ($m_\mu/m_e \sim 200$) в силу их логарифмического поведения не зависит от энергии, отношение этих поправок (мюонной к электронной) составляет ~ 0.08 . Поведение относительных ЭМП на партонном уровне в зависимости от угла рассеяния при различных энергиях изображено на рис. 8*a* (электронный случай) и рис. 8*б* (мюонный случай). Видна симметрия относительно $\theta = 90^\circ$, которая характерна для исследуемой реакции из-за

рифмического поведения не зависит от энергии, отношение этих поправок (мюонной к электронной) составляет ~ 0.08 . Поведение относительных ЭМП на партонном уровне в зависимости от угла рассеяния при различных энергиях изображено на рис. 8*a* (электронный случай) и рис. 8*б* (мюонный случай). Видна симметрия относительно $\theta = 90^\circ$, которая характерна для исследуемой реакции из-за

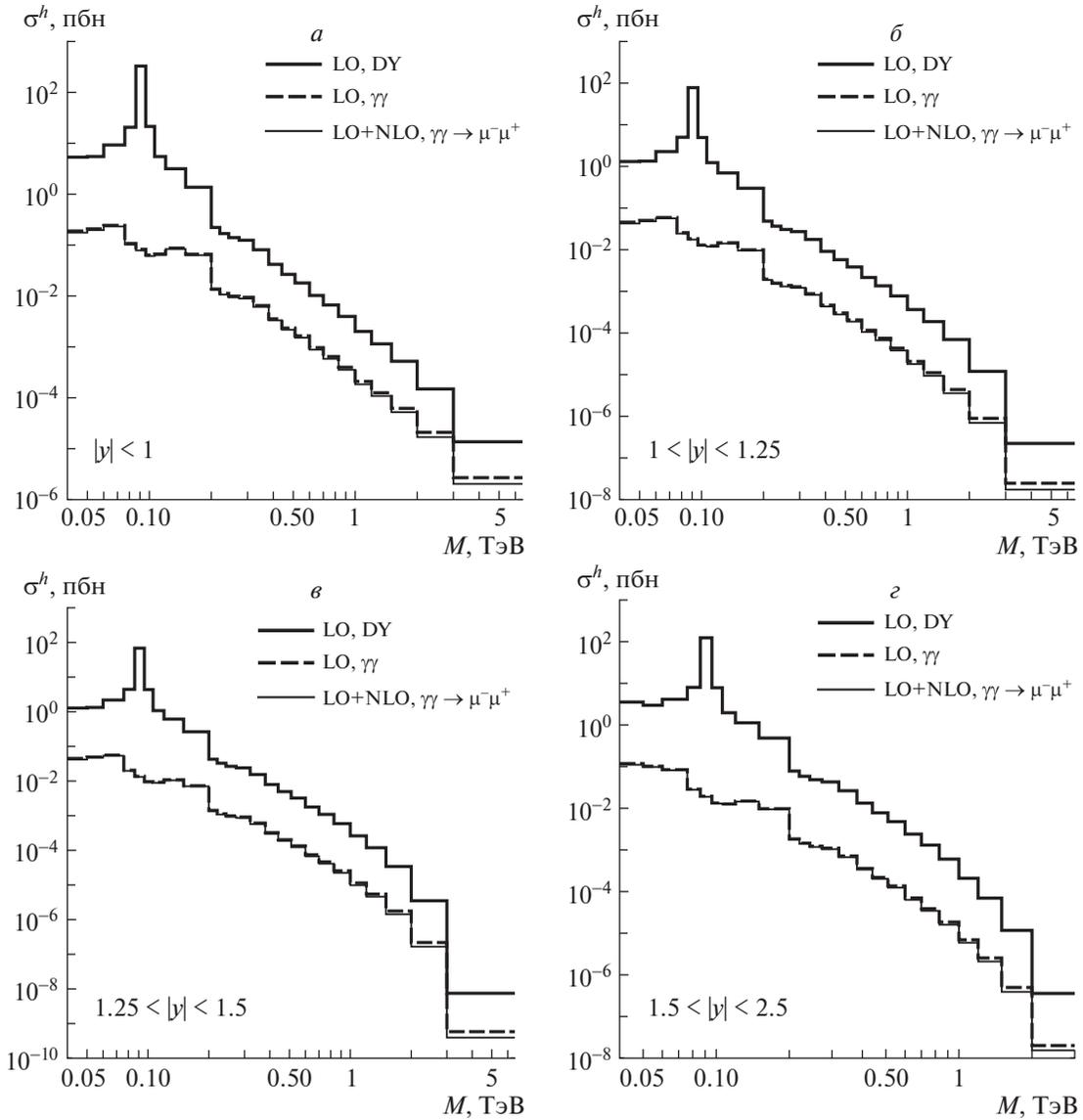


Рис. 14. Борновское сечение процесса Дрелла–Яна (жирные сплошные кривые), борновское сечение и сечение с учетом полной ЭСП процесса рождения димюона в фотонном слиянии (жирные штриховые и тонкие сплошные кривые соответственно) в зависимости от M в условиях CMS LHC для четырех стандартных интервалов по быстроте пары y : $a - |y| < 1$, $b - 1 < |y| < 1.25$, $v - 1.25 < |y| < 1.5$, $z - 1.5 < |y| < 2.5$.

инвариантности относительно кроссинговой замены $t \leftrightarrow u$.

Полностью (с корректным учетом жесткого тормозного излучения) задача учета ЭМП была решена в работе [13]. Там подробно описана радиационная кинематика, определен фактор Θ_R , который отвечает за определение области фазового объема, допускаемой (радиационной) кинематикой реакции, показано, как нужно преобразовать фазовый объем $d\Phi_3$, чтобы адекватно (в соответствии с возможностями детектора) проинтегрировать сечение (наложить fiducial cuts). Показано, какие дополнительные действия требуются, чтобы точно

проинтегрировать сечение тормозного излучения (решить проблему коллинеарной сингулярности).

Вклад ЭСП в исследуемую партонную реакцию был рассчитан в работе [25] (точнее, там был изучен обратный процесс). Как и в случае ЭМП, для слабой части имеет место полная факторизация относительных поправок перед борновским сечением:

$$d\sigma_{\text{WRC}}^{\gamma\gamma} = d\sigma_Z^{\gamma\gamma} + d\sigma_W^{\gamma\gamma}, \quad d\sigma_{Z,W}^{\gamma\gamma} = \delta_{Z,W} d\sigma_0^{\gamma\gamma}.$$

Здесь индексом Z обозначено сечение, обусловленное диаграммами с дополнительным Z -бозоном (рис. 5), а индексом W — диаграммами с дополнительным W -бозоном (рис. 9). Набор диаграмм

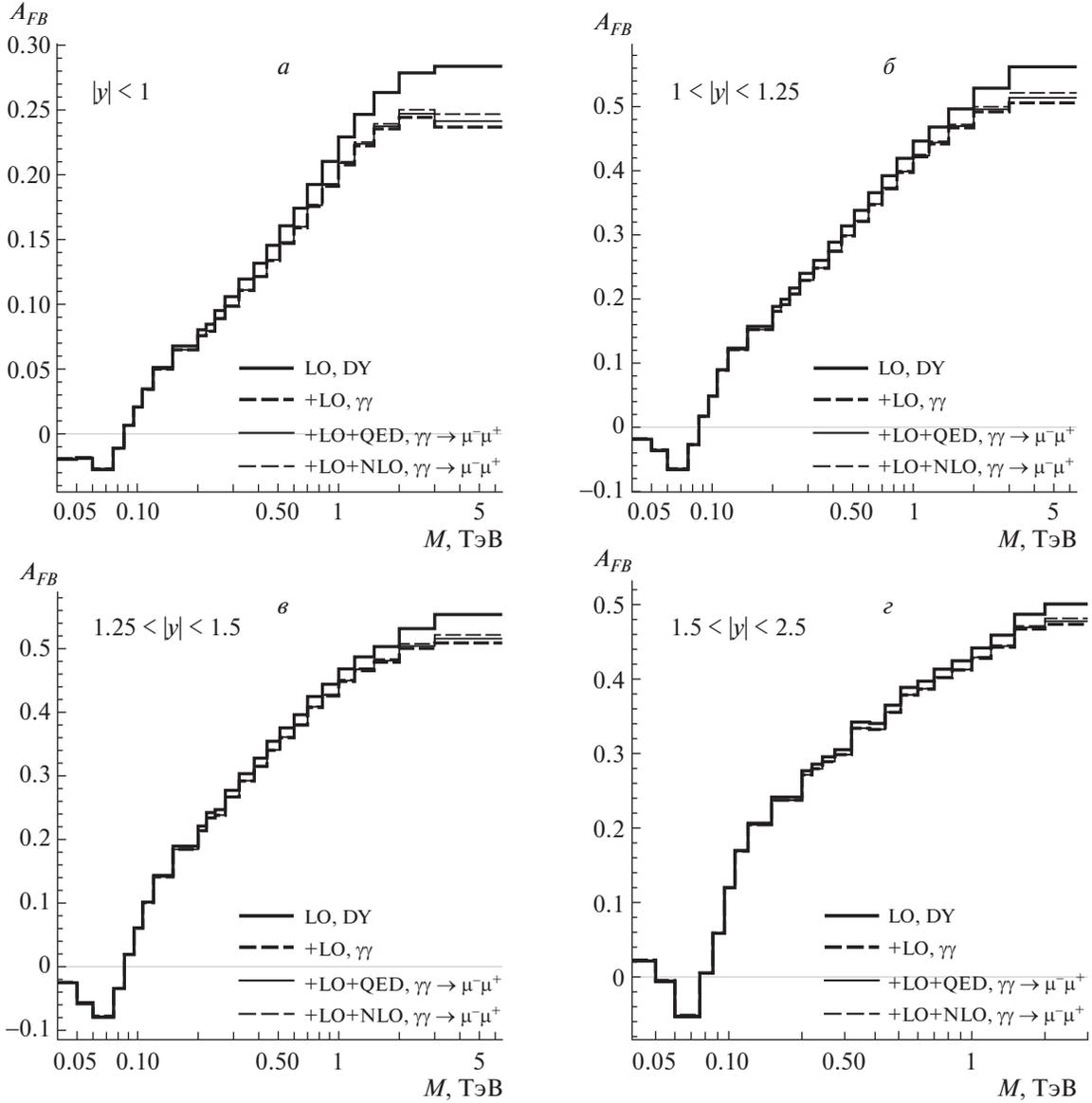


Рис. 15. Асимметрии вперед-назад рождения димюона в зависимости от M в условиях CMS LHC: механизм Дрелла–Яна (жирные сплошные кривые), также с учетом борновского механизма фотонного слияния (жирные штриховые кривые), также с учетом ЭМП (тонкие сплошные кривые), также с учетом ЭСП (тонкие штриховые кривые). Остальные обозначения такие же, как на рис. 14.

рис. 5 и рис. 9 минимальный, это значит, что указаны только те диаграммы, которые дают значимый вклад в УРП и (или) взаимно не сокращаются в сумме; полный набор приведен, например, в работе [25].

Как и для ЭМП, в случае ЭСП также имеет место кроссинговая симметрия $t \leftrightarrow u$, благодаря которой электрослабые относительные поправки можно записать так:

$$\delta_Z = -\frac{\alpha}{\pi}(v_Z^2 + a_Z^2) \times \frac{tu}{t^2 + u^2} [G_Z(t, u) + G_Z(u, t)], \quad (25)$$

$$\delta_W = -\frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{4s_W^2} \frac{tu}{t^2 + u^2} [G_W(t, u) + G_W(u, t)],$$

где векторные и аксиальные константы связи электрона с Z -бозоном:

$$v_Z = a_Z + \frac{s_W}{c_W}, \quad a_Z = -\frac{1}{4s_W c_W} \quad (26)$$

выражаются через синус угла Вайнберга θ_W :

$$s_W \equiv \sin \theta_W = \sqrt{1 - c_W^2}, \quad (27)$$

$$c_W \equiv \cos \theta_W = \frac{m_W}{m_Z}.$$

Функции G_Z и G_W из (25), вычисленные в УРП, приведены в работе [25].

Приведем здесь форму функций $G_Z(t, u)$ и $G_W(t, u)$, полученную при условии асимптотики $\sqrt{s} \gg m_Z$, соответствующей режиму высоких энергий (high energies, HE):

$$G_Z^{\text{HE}}(t, u) = \frac{t^3}{2u^3} L_{st}^2 + \quad (28)$$

$$+ \frac{t}{2u} L_{tZ} (L_{sZ} + L_{st} - 1) - \frac{t}{u} L_{sZ} -$$

$$- \frac{t^2}{u^2} L_{st} + \frac{t}{12u} (27 - 2\pi^2),$$

$$G_W^{\text{HE}}(t, u) = \frac{t^2}{su} (\pi^2 - L_{sW}^2) + \quad (29)$$

$$+ \frac{t}{u} \left(\frac{\pi^2}{3} + L_{tW}^2 \right) - \frac{3u}{2t} L_{tW} - L_{st} + \frac{5u}{4t}.$$

Эти формулы работают в области средних значений углов рассеяния. Приведем судаковские логарифмы, которые в них используются:

$$L_{tB} = \ln \frac{-t}{m_B^2}, \quad L_{sB} = \ln \frac{s}{m_B^2}; \quad B = Z, W.$$

Поведение относительных ЭСП на партонном уровне в зависимости от энергии показано на рис. 10: a — вклад диаграмм с дополнительным Z -бозоном, b — вклад диаграмм с дополнительным W -бозоном. В обоих случаях видно хорошее совпадение асимптотических результатов с точными при больших значениях \sqrt{s} . Сплошные кривые рис. 10 воспроизводят результат, приведенный в работе [25] (см. рис. 5 и рис. 7 там). Для описания поведения $WW\nu$ -боксов в резонансной области $\sqrt{s} = 2m_W$ было использовано значение ширины W -бозона $\Gamma_W = 2.085$ ГэВ [17] (такой выбор не является однозначным и требует более тщательного анализа, у авторов [25] используется не приведенное в тексте “малое значение”, которое дает более острый пик).

Поведение относительных ЭСП на партонном уровне в зависимости от угла рассеяния при различных энергиях изображено на рис. 11а (вклад диаграмм с дополнительным Z -бозоном) и рис. 11б (вклад диаграмм с дополнительным W -бозоном). Кривые рис. 11 воспроизводят результат работы [25], см. рис. 4 (для δ_Z) и рис. 6 (для δ_W) там.

6. АНАЛИЗ АДРОННЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ

Для численных оценок адронных наблюдаемых принимается набор предписаний, соответствующий экспериментальной постановке CMS LHC [26]:

1. реакция (1) с неполяризованными протонами суммарной энергии $\sqrt{S} = 14$ ТэВ (с.ц.м. протонов, Run3/HL LHC) и конечными состояниями $\mu^- \mu^+$ и $e^- e^+$;
2. электрослабые параметры СМ и лептонные массы, которые соответствуют значениям из [17];
3. набор функций фотонных распределений MRST [27] с естественным выбором $Q^2 = M^2$ (для расчета в области $M > 3$ ТэВ использовалось $Q \equiv \sqrt{Q^2} = 3$ ТэВ);
4. стандартные ограничения детектора CMS на косинус угла вылета детектируемого лептона l^- : $-\zeta^* \leq \cos \theta \leq \zeta^*$ или на его быстроту: $|y(l)| \leq y(l)^*$ [связь между этими переменными стандартная: $y(l) = -\ln \text{tg} \frac{\theta}{2}$, $\cos \theta = \text{th} y(l)$], для детектора CMS ζ^* и $y(l)^*$ принимают значения: $y(l)^* = 2.5$, $\zeta^* \approx 0.986614$; для l^+ используются такие же ограничения;
5. стандартное ограничение детектора CMS на поперечные компоненты 3-импульсов: $p_T(l^\pm) \geq 20$ ГэВ;
6. “чистая” схема (“bare” setup) требований идентификации лептонов: без “размазывания” (smearing) и учета условий рекомбинации детектируемого лептона и радиационного фотона.

Будут рассматриваться три типа сечений:

1. дважды дифференциальные сечения (по переменным M и y) $\frac{d\sigma_C^h}{dMdy}$,
2. дифференциальные сечения по инвариантной массе дилептона $\frac{d\sigma_C^h}{dM}$, проинтегрированные в заданном интервале по переменной y ,
3. полные сечения σ_C^h , проинтегрированные в заданном интервале по M и y .

Относительные поправки к трем типам борновских адронных сечений определяются так:

$$\delta_C^h(M, y) = \frac{d\sigma_C^h/dMdy}{d\sigma_0^h/dMdy}, \quad (30)$$

$$\delta_C^h(M) = \frac{d\sigma_C^h/dM}{d\sigma_0^h/dM}, \quad \delta_C^h = \frac{\sigma_C^h}{\sigma_0^h}.$$

Показана область только положительных y (факт симметрии наблюдаемых сечений относительно

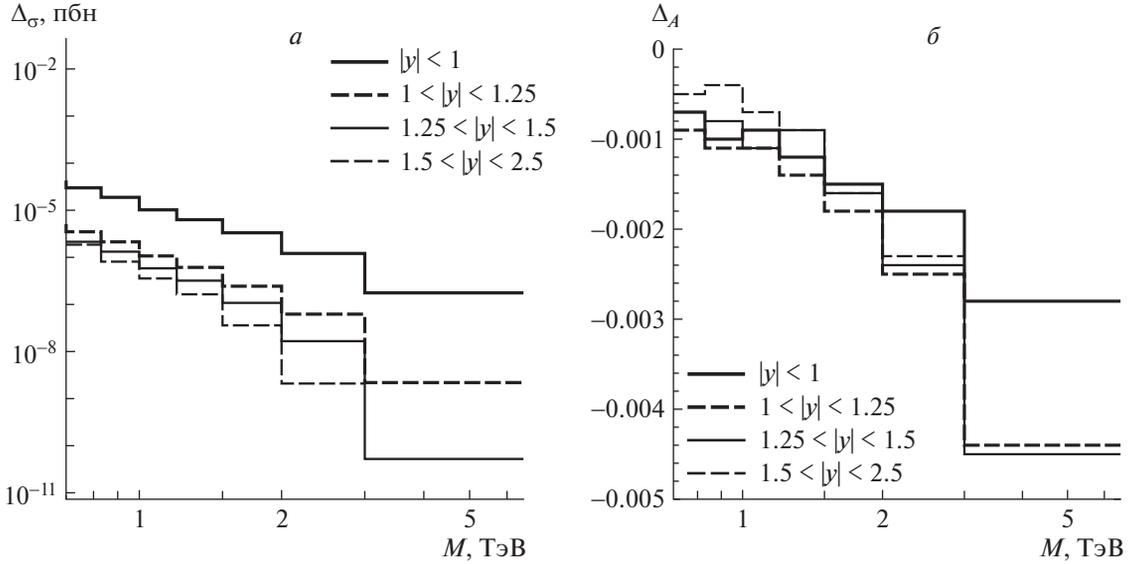


Рис. 16. *а* — Разница сечений с учетом полной ЭСП в случае рождения димюона и диэлектрона в зависимости от M . *б* — Разница асимметрий вперед–назад с учетом полной ЭСП в случае рождения димюона и диэлектрона в зависимости от M . Остальные обозначения такие же, как на рис. 14.

точки $y = 0$ часто, например, в [28], используется для уменьшения статистической ошибки).

На рис. 12а показаны борновские дважды дифференциальные сечения $\frac{d\sigma_0^h}{dMdy}$ процесса димюонного рождения от двух механизмов (Дрелла–Яна и фотонного слияния) для эксперимента CMS LHC в зависимости от M при разных y . Сечения резко уменьшаются с ростом как M , так и y , однако НФ может проявиться именно на краю кинематической области, поэтому ее прецизионное изучение представляется крайне необходимым. Рисунок 12б иллюстрирует полные относительные ЭСП $\delta_C^h(M, y)$ в зависимости от M при разных y . Из-за факторизации партонной поправки перед борновским сечением в поправках $\delta_{\text{WRC}}^h(M, y)$ в основном сохраняются черты поведения партонной относительной поправки δ_{WRC} : малость при небольших энергиях реакции, пик в точке $M = 2m_W$ и резкое падение в HE-области, обусловленное двойными судаковскими логарифмами.

Рисунок 13 подобен предыдущему, на нем показаны борновские дифференциальные сечения $\frac{d\sigma_0^h}{dM}$ процесса димюонного рождения и электрослабые поправки к нему в зависимости от M (по переменной y произведено интегрирование в пределах $|y| \leq 2.5$). Видно, что два рассмотренных механизма образования лептонной пары сравниваются по масштабу в области больших $M \sim 7$ ТэВ. Рис. 13б иллюстрирует поведение полных относительных ЭСП, разделенных по вкладам $\delta_{\text{WRC}}^h(M, y) = \delta_Z^h(M, y) + \delta_W^h(M, y)$, в зависимости

от M . Относительные поправки значительны (отрицательны) при больших M , с ростом M их абсолютное значение быстро растет.

На рис. 14 показаны борновское сечение процесса Дрелла–Яна (жирные сплошные линии), борновское сечение и сечение с учетом ЭСП процесса рождения димюона в фотонном слиянии (жирные штриховые и тонкие сплошные линии соответственно) в зависимости от M в условиях CMS LHC для четырех стандартных интервалов по быстрой паре y : *а* — $|y| < 1$, *б* — $1 < |y| < 1.25$, *в* — $1.25 < |y| < 1.5$, *г* — $1.5 < |y| < 2.5$.

Рисунок 15 иллюстрирует асимметрии вперед–назад рождения димюона в зависимости от M в условиях CMS LHC. Жирными сплошными линиями обозначена асимметрия, обусловленная механизмом Дрелла–Яна, штриховыми — асимметрия с учетом обоих механизмов: Дрелла–Яна и фотонного слияния. Асимметрии с учетом ЭМП (тонкие сплошные линии) и полных ЭСП (тонкие штриховые линии) заметно отличаются от борновских только в области больших значений M .

Наконец, чтобы установить разницу в поведении поправок для разных конечных состояний, на рис. 16а показана разница сечений с учетом полной ЭСП в случае рождения димюона и диэлектрона в зависимости от M :

$$\Delta_\sigma = \sigma_{\text{NLO}}^h(\gamma\gamma \rightarrow \mu^-\mu^+[\gamma]) - \sigma_{\text{NLO}}^h(\gamma\gamma \rightarrow e^-e^+[\gamma]). \quad (31)$$

Рисунок 16б иллюстрирует зависимость от M разницы асимметрий вперед–назад с учетом полной

ЭСРП в случае рождения димюона и диэлектрона:

$$\Delta_A = A_{FB}^{\text{LO+NLO}}(\gamma\gamma \rightarrow \mu^- \mu^+[\gamma]) - A_{FB}^{\text{LO+NLO}}(\gamma\gamma \rightarrow e^- e^+[\gamma]), \quad (32)$$

она оказывается довольно значительной.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе с точностью до полных однопетлевых ЭСРП изучены наблюдаемые асимметрия вперед-назад и сечения (дважды дифференциальные, дифференциальные и полные) процесса рождения дилептонов в адронных столкновениях в канале фотонного слияния. Полученные теоретические эффекты радиационных поправок необходимо будет учитывать в предстоящей экспериментальной программе CMS LHC, где внимание будет акцентировано на области сверхвысоких энергий и инвариантных масс дилептона, соответствующей режиму Run3/HL LHC, поскольку они оказались на уровне ожидаемых статистических и систематических [экспериментальных] погрешностей.

Работа выполнена частично при поддержке Государственной программы научных исследований Республики Беларусь “Конвергенция” (подпрограмма “Микромир, плазма и Вселенная”). Автор признателен коллегам по группе RDMS CMS, участникам Международного научного совещания “Физика с димюонами в эксперименте CMS на LHC” (“The Physics of the Dimuons at the LHC”, Дубна, 23–24 июня, 2022) и Ю.М. Быстрицкому за обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- UA1 Collab. (G. Arnison *et al.*), Phys. Lett. B **122**, 103 (1983); UA2 Collab. (M. Banner *et al.*), Phys. Lett. B **122**, 476 (1983).
- UA1 Collab. (G. Arnison *et al.*), Phys. Lett. B **126**, 398 (1983); UA2 Collab. (P. Bagnaia *et al.*), Phys. Lett. B **129**, 130 (1983).
- J. Wess and B. Zumino, Phys. Lett. B **49**, 52 (1974).
- E. Witten, Nucl. Phys. B **463**, 383 (1996) [hep-th/9512219].
- G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, Phys. Rep. **405**, 279 (2005) [hep-ph/0404175].
- M. Dine, W. Fischler, and M. Srednicki, Phys. Lett. B **104**, 199 (1981).
- P. Agrawal, M. Bauer, J. Beacham, A. Berlin, A. Boyarsky, S. Cebrian, X. Cid-Vidal, D. d’Enterra, A. De Roeck, M. Drewes, B. Echenard, M. Giannotti, G. F. Giudice, S. Gninenko, S. Gori, E. Goudzovski, *et al.*, Eur. Phys. J. C **81**, 1015 (2021) [arXiv:2102.12143 [hep-ph]].
- S. D. Drell and T.-M. Yan, Phys. Rev. Lett. **25**, 316, 902 (Erratum) (1970).
- S. D. Drell and T.-M. Yan, Ann. Phys. (N.Y.) **66**, 578 (1971).
- B. A. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тавхелидзе, Препринт № P2-4543, ОИЯИ (Дубна, 1969).
- J. H. Christenson, G. S. Hicks, L. M. Lederman, P. J. Limon, B. G. Pope, and E. Zavattini, Phys. Rev. D **8**, 2016 (1973).
- B. A. Зыкунов, ЯФ **84**, 348 (2021) [Phys. At. Nucl. **84**, 492 (2021)].
- B. A. Зыкунов, ЯФ **85**, 366 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 500 (2022)].
- J. C. Collins, D. E. Soper, and G. F. Sterman, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **5**, 1 (1988) [hep-ph/0409313].
- N. M. Shumeiko, A. V. Soroko, and P. M. Starovoitov, J. Phys. G **27**, 1735 (2001).
- M. Böhm, H. Spiesberger, and W. Hollik, Fortschr. Phys. **34**, 687 (1986).
- Particle Data Group (P. A. Zyla *et al.*), Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).
- John C. Collins and Davison E. Soper, Phys. Rev. D **16**, 2219 (1977).
- G. P. Lepage, J. Comput. Phys. **27**, 192 (1978).
- V. A. Zykunov, Phys. Rev. D **75**, 073019 (2007) [hep-ph/0509315].
- I. Harris and I. M. Brown, Phys. Rev. **105**, 1656 (1957).
- Y.-S. Tsai, Phys. Rev. **137**, B730 (1965).
- Frits A. Berends and R. Gastmans, Nucl. Phys. B **61**, 414 (1973).
- F. Bloch and A. Nordsieck, Phys. Rev. **52**, 54 (1937).
- M. Böhm and T. Sack, Z. Phys. C **33**, 157 (1986).
- CMS Collab. (G. L. Bayatian *et al.*), J. Phys. G **34**, 995 (2007).
- A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, and R. S. Thorne, Eur. Phys. J. C **39**, 155 (2005) [hep-ph/0411040].
- CMS Collab. (S. Chatrchyan *et al.*), JHEP **1312**, 030 (2013); CMS-SMP-13-003, CERN-PH-EP-2013-168; arXiv: 1310.7291.

ELECTROWEAK CORRECTIONS TO DILEPTON PRODUCTION VIA PHOTON FUSION AT LHC

V. A. Zykunov^{1),2),3)}

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾Francisk Skorina Gomel State University, Belarus

³⁾Belarusian Trade and Economics University of Consumer Cooperatives, Gomel, Belarus

One-loop electroweak radiative corrections to dilepton production in hadron collisions via photon fusion for Large Hadron Collider (LHC) experimental program aimed at exploring the Drell–Yan process are estimated. Detailed numerical analysis of electroweak radiative corrections to observable quantities (cross sections and forward-backward asymmetry) is performed in a wide kinematical region including the CMS LHC experiment in Run3/HL regime which corresponds to ultra-high energies and dilepton invariant masses.