

Эффекты электрослабых радиационных поправок в процессах электрон-позитронной аннигиляции $e^+e^- \rightarrow ll$ с учетом поляризации при низких энергиях

А. Б. Арбузов⁺, С. Г. Бондаренко⁺¹⁾, Е. В. Дыдышко^{*×}, Л. В. Калиновская*, Л. А. Румянцев*, Р. Р. Садыков*, В. Л. Ермольчик^{*×}, Ю. В. Ермольчик^{*×}

⁺Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова,
Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

^{*}Лаборатория ядерных проблем им. В. П. Джелепова,
Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

[×]Институт ядерных проблем, Белорусский государственный университет, 220006 Минск, Беларусь

Поступила в редакцию 19 июня 2022 г.

После переработки 12 июля 2022 г.

Принята к публикации 13 июля 2022 г.

В статье приводятся полные однопетлевые электрослабые радиационные поправки к сечению процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^-\mu^+(\tau^-\tau^+)$, рассчитанные с помощью системы SANC. Вклады высших порядков излучения в начальном состоянии вычислены в формализме структурных функций КЭД. Численные результаты приведены для энергий в системе центра масс $\sqrt{s} = 5, 7$ ГэВ для различных степеней поляризации начальных частиц. Это исследование является вкладом в исследовательскую программу проекта Супер чарм-тау фабрики, который рассматривается для реализации в Сарове, Россия.

DOI: 10.31857/S1234567822160029, EDN: jhblwu

1. Введение. Процессы электрон-позитронной аннигиляции — это мощный инструмент для изучения свойств элементарных частиц. В частности, современные e^+e^- коллайдеры, такие как VEPP-2000 (Новосибирск), BEPC II (Пекин), KEKB (Цукуба) и др., хорошо подходят для получения адронов и изучения их с высокой точностью. Существенные плюсы электрон-позитронных коллайдеров — это хорошее отношение сигнал-шум, высокие производительность и разрешение. Постоянно увеличивающаяся экспериментальная точность создает вызов для теории, требуя все более и более аккуратных предсказаний. Например, текущие и предстоящие эксперименты SuperKEKB [1], BES-III [2], Супер чарм-тау фабрика (Super Charm-Tau Factory) [3] и Super Tau-Charm Facility [4] нацелены на достижение погрешности в единицы промилле в измерениях светимости. Это требует новых теоретических результатов с учетом пертурбативных поправок высших порядков и других эффектов, включая и вклады электрослабых взаимодействий.

Другим важным преимуществом e^+e^- коллайдеров является то, что на них возможно использовать поляризованные пучки частиц. Несколько бу-

дущих проектов установок учитывают использование, по крайней мере, продольно поляризованных пучков электронов. Это откроет новые возможности для высокоточных исследований физики очарованного кварка и тау-лептона. Будет достигнута высокая точность и в проверке лептонной универсальности, и в поисках CP-нарушения. Измеряя асимметрию вправо-влево, можно будет получить новую независимую оценку эффективного электрослабого (ЭС) параметра смешивания $\sin^2 \theta_W$ в дополнение к исследованиям при более высоких энергиях. Измерения с поляризованными пучками также нужны для уточнения элементов матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы, изучения КХД и экзотических адронов при низких энергиях, поиска новой физики и обширного изучения физики двухфотонного взаимодействия. Команда SuperKEKB (коллораация Belle) [5] рассматривает возможность добавить продольную поляризацию для пучка электронов при модернизации [6, 7]. Это серьезно расширит возможности коллайдера для исследования сектора ЭС взаимодействия.

Эксперимент BES-III достиг более 35 fb^{-1} интегральной светимости при энергиях от 2.0 до 4.94 ГэВ в системе центра масс (с.ц.м.). Модернизация BES-III увеличит пиковую светимость в 3 раза для энер-

¹⁾e-mail: bondarenko@jinr.ru

гии пучка от 2.0 до 2.8 ГэВ (энергия в с.ц.м. от 4.0 до 5.6 ГэВ). Будущие фабрики очарованных кварков и тау-лептонов (проект Супер чарм-тау фабрики [3] и Современная электрон-позитронная установка с высокой интенсивностью (High Intensity Electron Positron Advanced Facility, HIEPAF) [4]) представляют собой ускорительные комплексы для измерений в диапазоне от 2 до 5(7) ГэВ со светимостью до $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и продольной поляризацией. Они будут обеспечивать до 1 аб^{-1} интегральной светимости в год.

В связи с перечисленными задачами, одним из наиболее востребованных процессов для теоретической поддержки эксперимента и моделирования является процесс аннигиляции в лептонную пару. Он используется как для оценки светимости коллайдеров, так и в физической программе исследований. Различные экспериментальные установки, работающие при низких энергиях, которые планируются или уже запущены, требуют соответствующего программного обеспечения для получения теоретических предсказаний. В настоящее время наиболее продвинутыми и широко используемыми генераторами с радиационными поправками на однопетлевом уровне точности для оценки данного процесса при низких энергиях являются: BabaYaga [8–11], KKMC [12, 13], и MCJPG [14]. Недавно появился новый Монте-Карло генератор [15] для моделирования рождения лептонных пар и распадов тау-лептонов при энергиях вплоть до 11 ГэВ.

Монте-Карло генератор событий **ReneSANCe** [16] и интегратор **MCSANCe** проекта **SANC** – это относительно новые инструменты. Их можно использовать в описанном промежутке энергий для моделирования процессов аннигиляции в лептонную пару и Бабарассеяния на электрон-позитронных коллайдерах. С помощью этих программ можно оценить полные однопетлевые КЭД и ЭС радиационные поправки. Также реализованы некоторые поправки высших порядков. Кроме того, эти инструменты позволяют получать результат в полном фазовом объеме и учитывать продольную поляризацию пучков. Чтобы соответствовать высокой точности текущих и будущих экспериментов, мы планируем реализовать следующие за ведущими КЭД радиационные поправки.

В этой статье мы анализируем эффекты, обусловленные электрослабыми радиационными поправками и поляризацией сталкивающихся пучков с помощью программного обеспечения **SANC**. Мы рассматриваем процессы электрон-позитронной аннигиляции в лептонные пары с учетом произвольной продольной поляризации

начальных частиц (χ_i соответствуют спиральностям частиц)

$$e^+(p_1, \chi_1) + e^-(p_2, \chi_2) \rightarrow l^-(p_3, \chi_3) + l^+(p_4, \chi_4) (+\gamma(p_5, \chi_5)), \quad (1)$$

где $l = \mu, \tau$. Мы рассматриваем эксперименты при относительно низких энергиях в с.ц.м. вплоть до 7 ГэВ, что соответствует условиям Супер чарм-тау фабрики. Наша цель – проанализировать величину различных вкладов радиационных поправок, оценить результирующую теоретическую неопределенность и проверить необходимость включения других поправок более высокого порядка.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 мы обсуждаем различные вклады в сечения. В разделе 3 приводятся соответствующие численные результаты для полного и дифференциального сечений. Мы рассматриваем подробно все возможные вклады в сечения при энергиях в с.ц.м. $\sqrt{s} = 5$ и 7 ГэВ. Численные оценки проведены с учетом поляризации пучков частиц. В разделе 4 мы анализируем полученные результаты.

2. Статус радиационных поправок при низких энергиях в SANC. В ходе подробного анализа мы разделяем вклады в полное сечение на несколько частей: сечение на борновском уровне, ЭС поправки, вклады поляризации вакуума и многофотонного излучения.

Борновский уровень. Мы оцениваем вклад борновского сечения (*leading order*, LO) для двух случаев: 1) только с фотонным обменом $\sigma_{\text{QED}}^{\text{Born}}(\gamma)$ и 2) с одновременным фотонным и Z -бозонным обменом $\sigma_{\text{QED}}^{\text{Born}}(Z/\gamma)$.

Электрослабые поправки. Мы уже подробно описали технику и результаты аналитических расчетов скалярных формфакторов и спиральных амплитуд процесса (1) в нашей недавней работе [17]. Для ЭС поправок мы вычисляем следующие вклады и вводим для них обозначения:

- Уровень КЭД.

Калибровочно-инвариантные наборы КЭД поправок оцениваются отдельно, т.е. излучение из начального состояния (ISR), излучение из конечного состояния (FSR), и интерференция излучения из начального и конечного состояний (IFI).

- Слабые поправки и поправки высших порядков.

При низких энергиях вклад слабого взаимодействия обычно мал, поскольку он подавляется соотно-

пением s/M_Z^2 . Но для высокоточных измерений они все еще могут быть численно значимы. Мы сочли целесообразным объединить вклады одного и того же порядка малости, т.е. слабые поправки и поправки высших порядков. Соответствующие относительные вклады будут далее обозначены как δ^{weak} и δ^{ho} . Мы также различаем здесь два варианта: 1) полная однопетлевая поправка δ^{weak} , где учитываются чисто слабое взаимодействие и вклад поляризации вакуума (VP)²⁾; и 2) вклад чистого слабого взаимодействия $\delta^{\text{weak}} - \text{VP} = \delta^{\text{weak}} - \delta^{\text{VP}}$.

Мы оцениваем ведущие ЭС поправки высшего порядка δ^{ho} к четырехфермионным процессам с помощью параметров $\Delta\alpha$ и $\Delta\rho$. Подробное описание того, как этот вклад учитывается в SANC, представлено в работе [18].

Поляризация вакуума.

Мы рассматриваем два варианта при учете вклада поляризации вакуума: δ_1^{VP} , где для адронной части поляризации вакуума $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z)$ используется параметризация со вспомогательными массами кварков; и δ_2^{VP} – вариант, использующий общедоступные версии библиотеки AlphaQED [19].

Мультифотонные эффекты.

Реализация в SANC мультифотонных эффектов, т.е. ISR и FSR в приближении ведущих логарифмов (LLA), проведена с помощью аппарата структурных функций КЭД [20, 21], который был подробно описан в [22]. Результаты показаны вплоть до конечных членов $\mathcal{O}(\alpha^3 L^3)$ для экспоненцированного представления и до $\mathcal{O}(\alpha^4 L^4)$ для вычислений порядок за порядком.

Отдельные вклады ISR (FSR) в поправки очень чувствительны к кинематическим ограничениям. Наши кинематические ограничения соответствуют типичным условиям проекта Супер чарм-тау фабрики.

Основная формула для сечения рассеяния при e^+e^- аннигиляции с КЭД поправками в ведущем логарифмическом приближении к начальному состоянию имеет ту же структуру, что и формула для сечения для процесса Дрелла–Яна. Для ISR поправок в канале аннигиляции большой логарифм выглядит как $L = \ln(s/m_e^2)$, где суммарная энергия в с.ц.м. \sqrt{s} выбрана в качестве масштаба факторизации.

В приближении ведущих логарифмов мы выделяем чисто фотонные поправки (обозначено как “ γ ”) и оставшиеся, которые включают эффекты рождения чистых пар и смешанных фотон-парных эффектов

(обозначено как “ e^+e^- ” или “ $\mu^+\mu^-$ ”). Здесь мы не рассматриваем поправки, обусловленные излучением пар легких адронов. По величине они сравнимы с вкладом мюонных пар, но сильно зависят от процедуры отбора событий. Поэтому поправки, обусловленные адронными эффектами, будут рассмотрены в другой работе. Соответствующие относительные поправки обозначаются как $\delta^{\text{LLA},i}(k)$, где $i = \text{ISR, FSR, FI}$, а k указывает на тип поправки: γ , e^+e^- пары и $\mu^+\mu^-$ пары.

3. Численные результаты и сравнение. В

этом разделе мы демонстрируем численные результаты для электрослабых радиационных поправок к процессу аннигиляции (1), полученные с помощью программ SANC. Численные результаты содержат оценку эффектов поляризации. Мы приводим полные сечения и угловые распределения на однопетлевом уровне. Здесь мы использовали следующий набор входных параметров:

$$\begin{aligned} \alpha^{-1}(0) &= 137.035999084, \\ M_W &= 80.379 \text{ ГэВ}, \quad M_Z = 91.1876 \text{ ГэВ}, \\ G_Z &= 2.4952 \text{ ГэВ}, \quad m_e = 0.51099895000 \text{ МэВ}, \\ m_\mu &= 0.1056583745 \text{ ГэВ}, \quad m_\tau = 1.77686 \text{ ГэВ}, \\ m_d &= 0.083 \text{ ГэВ}, \quad m_s = 0.215 \text{ ГэВ}, \\ m_b &= 4.7 \text{ ГэВ}, \quad m_u = 0.062 \text{ ГэВ}, \\ m_c &= 1.5 \text{ ГэВ}, \quad m_t = 172.76 \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (2)$$

При расчетах использовались ограничения на углы вылета и инвариантную массу конечных лептонов:

$$\begin{aligned} |\cos\theta_{\mu^-}| &< 0.9, \quad |\cos\theta_{\mu^+}| < 0.9, \\ M_{l+l^-} &\geq 1 \text{ ГэВ}, \end{aligned} \quad (3)$$

где θ_{μ^\pm} – углы по отношению к оси пучков.

Все расчеты проведены в ЭС схеме входных параметров $\alpha(0)$, чтобы отдельно оценить вклад поляризации вакуума. В этой схеме входными параметрами являются постоянная тонкой структуры $\alpha(0)$ и все массы частиц. Результаты получены для энергий в с.ц.м. $\sqrt{s} = 5$ и 7 ГэВ и для следующих трех сочетаний степеней поляризации пучков электронов (P_{e^-}) и позитронов (P_{e^+}):

$$(P_{e^+}, P_{e^-}) = (0, 0), (0, -0.8), (0, 0.8). \quad (4)$$

Для того чтобы количественно оценить вклады различных поправок, мы разделили их на несколько частей: три калибровочно инвариантных набора однопетлевых КЭД поправок, вклад поляризации вакуума, вклад эффектов слабого взаимодействия и КЭД

²⁾В SANC принято включение вклада поляризации вакуума в набор *слабых* поправок.

вклады более высокого порядка в приближении ведущих логарифмов. Три набора радиационных КЭД поправок учитывают излучение из начального состояния (ISR), излучение из конечного состояния (FSR) и интерференцию излучения из начального и конечного состояний (IFI). Соответствующие результаты для полного сечения аннигиляции в лептонную пару представлены в табл. 1, где относительные поправки δ^i вычисляются как отношения (в процентах) соответствующих вкладов радиационных поправок к сечению борновского уровня. Таблица 2 показывает величину поправок высших порядков, которые учитывают излучение из начального состояния, вычисленные в коллинеарном ведущем логарифмическом приближении.

Таблица 1. Борновские и однопетлевые интегральные сечения, а также относительные поправки к процессу $e^+e^- \rightarrow \mu^-\mu^+(\gamma)$ для энергий $\sqrt{s} = 5$ и 7 ГэВ

\sqrt{s} , ГэВ	5	7
σ^{Born} , пб	2978.58 (1)	1519.55 (1)
$\delta^{\text{weak-VF}}$, %	0.029 (1)	0.005 (1)
δ_1^{VP} , %	5.467 (1)	6.272 (1)
δ_2^{VP} , %	5.430 (1)	6.250 (1)
δ^{ho} , %	0.224 (1)	0.294 (1)
$\delta^{\text{QED, ISR}}$, %	8.455 (2)	9.063 (1)
$\delta^{\text{QED, FSR}}$, %	-0.016 (1)	-0.014 (1)
$\delta^{\text{QED, IFI}}$, %	0.012 (2)	0.017 (1)
$\delta^{\text{LLA, ISR}}$, %	0.668 (1)	0.850 (1)
$\delta^{\text{LLA, FSR}}$, %	0.047 (1)	0.070 (1)

Таблица 2. Поправки высших порядков, учитывающие излучение начального состояния (ISR), вычисленные в ведущем логарифмическом приближении (LLA), к сечению процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^-\mu^+(n\gamma)$ при энергиях $\sqrt{s} = 5$ и 7 ГэВ. Здесь $\delta_{\text{ISR LLA}} \equiv \delta\sigma_{\text{ISR LLA}}/\sigma_0 \times 100\%$

\sqrt{s} , ГэВ	δ , %	
	5	7
$\mathcal{O}(\alpha^2 L^2)$, γ	0.315 (1)	0.436 (1)
$\mathcal{O}(\alpha^2 L^2)$, e^+e^-	0.238 (1)	0.258 (1)
$\mathcal{O}(\alpha^2 L^2)$, $\mu^+\mu^-$	0.100 (1)	0.114 (1)
$\mathcal{O}(\alpha^3 L^3)$, γ	-0.008 (1)	-0.004 (1)
$\mathcal{O}(\alpha^3 L^3)$, e^+e^-	0.016 (1)	0.033 (1)
$\mathcal{O}(\alpha^3 L^3)$, $\mu^+\mu^-$	0.007 (1)	0.015 (1)

В верхней части рис. 1 показаны борновское сечение и сечение с поправками, которое включает электрослабые однопетлевые (*next-to-leading order*, NLO) и поправки высших порядков, как функции энергии ($\sqrt{s} = 2-12$ ГэВ) пучков электронов и позитронов. Сечения быстро уменьшаются от 20 нанобарн при энергии 2 ГэВ до половины нанобарна при 12 ГэВ.

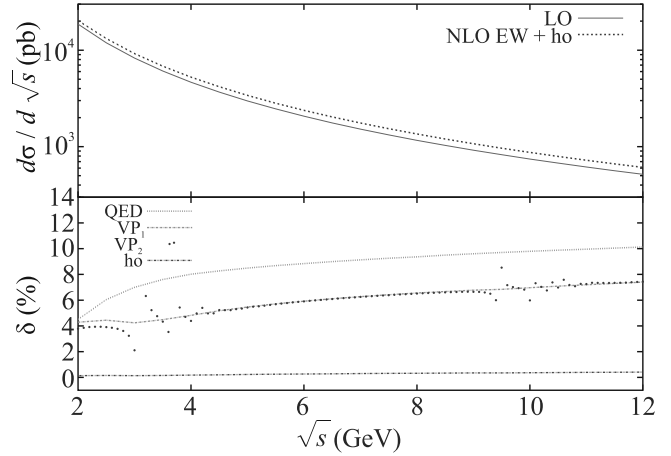


Рис. 1. (Цветной онлайн) Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^-\mu^+(\gamma)$ на борновском уровне (LO) и с поправками (NLO EW + ho) для энергий $\sqrt{s} = 2-12$ ГэВ (верхняя часть). Относительные вклады КЭД поправок, поляризации вакуума и высших порядков (нижняя часть)

В нижней части рис. 1 показаны относительные поправки к борновскому сечению по вкладам, а именно, КЭД, вакуумная поляризация (VP) и ЭС вклады высших порядков. Основное влияние оказывают КЭД эффекты, составляющие от 5 до 10%. Вклад поляризации вакуума также велик и составляет от 4 до 8%. Вклад поправок высших порядков пропорционален α^n ($n \geq 2$) и составляет около 0.1–0.4% по причине того, что усиливается большими логарифмами. Вакуумную поляризацию мы рассматриваем двумя способами. В первом случае адронная часть поляризации вакуума параметризуется вспомогательными массами кварков (этот случай обозначен “VP₁” на графике). Во втором случае мы используем параметризацию из работы [19], которая учитывает адронные резонансы (на графике она обозначена “VP₂”). В обоих случаях также учитываются лептонные вклады. Видно, что обе параметризации хорошо согласуются в областях без резонансов при более высоких энергиях. Однако в целом для данного диапазона энергий вторая параметризация подходит лучше.

4. Сравнение с программой BabaYaga. В таблице 3 мы приводим детальное сравнение борновского и однопетлевого (без вклада поляризации вакуума) интегральных сечений, полученных с помощью программ SANC и BabaYaga. Результаты получены для двух энергий $\sqrt{s} = 5$ и 7 ГэВ с ограничениями (3). Обнаружено очень хорошее согласие для результатов двух программ в пределах статистических погрешностей.

Таблица 3. Детальное сравнение борновского и однопетлевого сечений, вычисленных с помощью программ SANC и BabaYaga

\sqrt{s} , ГэВ	5	7
Born, нб		
SANC (Z/γ)	2.9786 (1)	1.5195 (1)
SANC (only γ)	2.9786 (1)	1.5196 (1)
BabaYaga	2.9786 (1)	1.5196 (1)
NLO QED, нб		
SANC (Z/γ)	3.2304 (1)	1.6575 (1)
SANC (only γ)	3.2287 (1)	1.6565 (1)
BabaYaga	3.2285 (1)	1.6565 (1)

Рисунки 2 и 3 показывают сравнение результатов моделирования при помощи программ SANC и BabaYaga для двух энергий $\sqrt{s} = 5$ и 7 ГэВ. В верхних частях рисунков построены угловые распределения для борновского и однопетлевого уровней дифференциальных сечений как функций косинуса угла конечного мюона. В нижних частях сравниваются относительные поправки. Для обеих энергий сечения и относительные поправки хорошо согласуются. При получении численных результатов, приведенных в табл. 3 и на рис. 2 и 3, в кодах SANC был дополнительно отключен вклад от обмена Z -бозоном на борновском и однопетлевом уровнях.

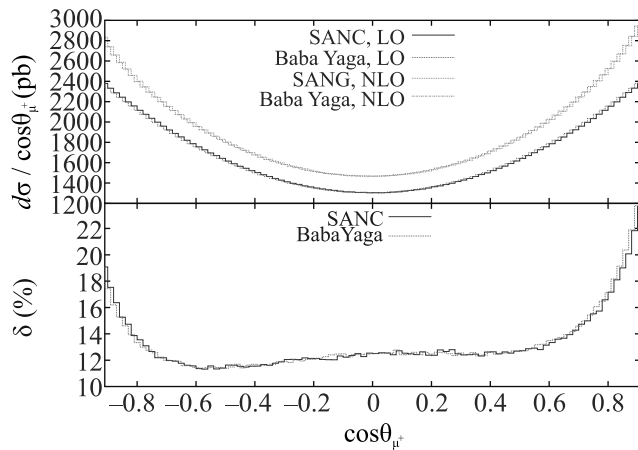


Рис. 2. (Цветной онлайн) Угловые распределения для неполяризованных дифференциальных сечений процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^-\mu^+(\gamma)$ – борновского и однопетлевого (верхняя часть) и относительные поправки (нижняя часть), построенные с помощью программ SANC и BabaYaga для энергии 5 ГэВ по углу $\cos \theta_{\mu^+}$

5. Зависимость сечений от поляризации. В

таблицах 4 и 5 представлены интегральные борновские и однопетлевые сечения в пикобарнах, и относительные поправки в процентах для процесса $e^+e^- \rightarrow$

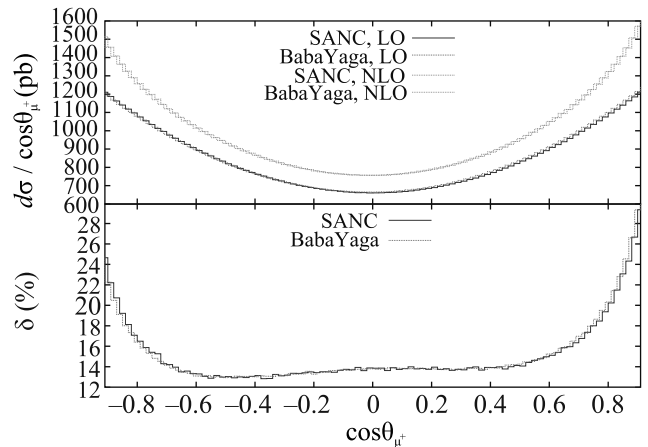


Рис. 3. (Цветной онлайн) Те же распределения, как на рис. 2, но для энергии 7 ГэВ

$\rightarrow l^-l^+$ при энергии 5 ГэВ для набора (4) степеней поляризации начальных частиц в ЭС $\alpha(0)$ схеме. Для энергии 7 ГэВ соответствующие сечения приводятся в табл. 6 и 7. Интересно, что борновские сечения и сечения с поправками заметно зависят от степени поляризации пучков, в то время как относительная поправка почти не меняется.

Таблица 4. Поляризованные интегральные сечения в борновском и однопетлевом приближениях и относительные поправки для процесса рассеяния $e^+e^- \rightarrow \mu^-\mu^+(\gamma)$ при энергии $\sqrt{s} = 5$ ГэВ для различных степеней поляризации начальных частиц

P_{e^+}, P_{e^-}	σ^{Born} , пб	$\sigma^{1\text{-loop}}$, пб	δ , %
0, 0	2978.6 (1)	3434.2 (1)	15.30 (1)
0, +0.8	2979.1 (1)	3434.6 (1)	15.29 (1)
0, -0.8	2978.0 (1)	3433.7 (1)	15.30 (1)

Таблица 5. Поляризованные интегральные борновское и однопетлевое сечения, а также относительные поправки для процесса рассеяния $e^+e^- \rightarrow \tau^-\tau^+(\gamma)$ при энергии $\sqrt{s} = 5$ ГэВ

P_{e^+}, P_{e^-}	σ^{Born} , пб	$\sigma^{1\text{-loop}}$, пб	δ , %
0, 0	2703.3 (1)	2816.7 (1)	4.20 (1)
0, +0.8	2703.8 (1)	2816.9 (1)	4.18 (1)
0, -0.8	2702.8 (1)	2816.5 (1)	4.21 (1)

6. Асимметрия вперед-назад. Асимметрия вперед-назад A_{FB} определяется как

$$A_{\text{FB}} = \frac{\sigma_{\text{F}} - \sigma_{\text{B}}}{\sigma_{\text{F}} + \sigma_{\text{B}}}, \quad (5)$$

$$\sigma_{\text{F}} = \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\vartheta_f} d\cos\vartheta_f, \quad \sigma_{\text{B}} = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\vartheta_f} d\cos\vartheta_f,$$

Таблица 6. То же, что и в таблице 4, но для энергии 7 ГэВ

P_{e^+}, P_{e^-}	σ^{Born} , пб	$\sigma^{1\text{-loop}}$, пб	δ , %
0, 0	1519.6 (1)	1773.8 (1)	16.73 (1)
0, +0.8	1520.1 (1)	1774.1 (1)	16.71 (1)
0, -0.8	1519.0 (1)	1773.6 (1)	16.76 (1)

Таблица 7. То же, что и в табл. 5, но для энергии 7 ГэВ

P_{e^+}, P_{e^-}	σ^{Born} , пб	$\sigma^{1\text{-loop}}$, пб	δ , %
0, 0	1503.0 (1)	1648.8 (1)	9.70 (1)
0, +0.8	1503.6 (1)	1649.1 (1)	9.68 (1)
0, -0.8	1502.4 (1)	1648.5 (1)	9.72(1)

где ϑ_f – это угол между импульсом входящего электрона и импульсом исходящего отрицательно заряженного фермиона. Он может быть измерен в любом канале процесса $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, но для точных измерений удобнее всего использовать $f = e, \mu$.

На рисунке 4 показано поведение асимметрии A_{FB} в борновском и однопетлевом приближениях (со слабым, КЭД или полным ЭС вкладом радиационных поправок) и соответствующими разностями ΔA_{FB} для энергий $2 \leq \sqrt{s} \leq 12$ ГэВ. Асимметрия в первом приближении возникает из-за вклада Z -бозонного обмена на древесном уровне. Можно видеть, что для более высоких энергий он сравним по величине с вкладом КЭД от однопетлевых радиационных поправок.

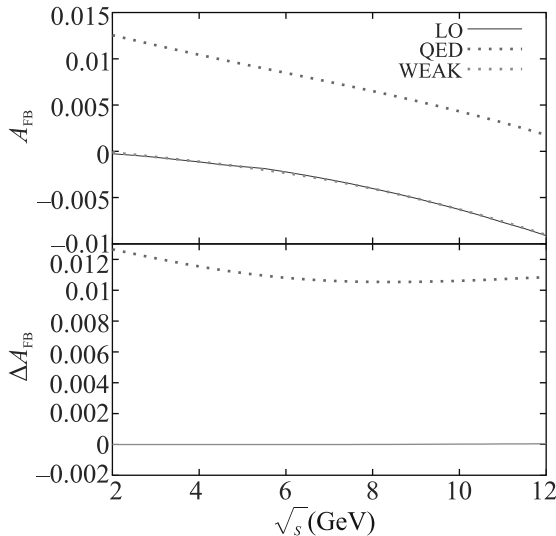


Рис. 4. (Цветной онлайн) A_{FB} асимметрия для борновского и однопетлевого сечений и соответствующая разность ΔA_{FB} для энергий $\sqrt{s} = 2-12$ ГэВ

7. Заключение. В этой работе мы рассмотрели разные вклады ЭС поправок в сечения процессов

электрон-позитронной аннигиляции в пару лептонов. Поправки были рассчитаны с помощью системы SANC в ЭС $\alpha(0)$ схеме для энергий в с.ц.м. до 12 ГэВ, которые соответствуют диапазону энергий действующих и планируемых мезонных фабрик. В частности, наши результаты актуальны для проекта Супер чарм-тау фабрики. Рассчитаны и изучены полные однопетлевые электрослабые поправки, а также некоторые ведущие поправки высших порядков. Мы показали, что КЭД поправки и вклад поляризации вакуума преобладают на этом отрезке энергий, однако величина амплитуды Z -бозонного обмена в некоторых случаях тоже становится заметной. В частности, эта амплитуда существенно влияет на асимметрию вперед-назад.

Для получения численных результатов использовались программы системы SANC: Монте-Карло генератор событий ReneSANCe и интегратор MCSANSee. При сравнении с результатами, полученными в программе BabaYaga для однопетлевого уровня КЭД поправок без учета поляризации пучков, было достигнуто хорошее согласие. Плюсы наших программ в том, что в них реализован учет полных однопетлевых ЭС поправок и поляризации входящих и исходящих частиц. Исходя из результатов табл. 2, можно видеть, что учет поправок второго порядка за счет излучения из начального состояния достаточен для поддержки высокоточных экспериментов.

Таким образом, мы приходим к выводу, что для уменьшения теоретической неопределенности необходимо реализовать полные двухпетлевые, т.е. $\mathcal{O}(\alpha^2)$ поправки КЭД, в то время как поправки третьего порядка и далее могут быть вычислены приближенно в виде КЭД ливней или в коллинеарном ведущем логарифмическом приближении.

Эта работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 20-02-00441.

1. SuperKEKB Collaboration, K. Akai, K. Furukawa, and H. Koiso, Nucl. Instrum. Meth. A **907**, 188 (2018); 1809.01958.
2. D. M. Asner, T. Barnes, J. M. Bian et al. (Collaboration), Int. J. Mod. Phys. A **24**, S1 (2009); 0809.1869.
3. SCTF Collaboration, D. A. Epifanov, Phys. Atom. Nucl. **83**(6), 944 (2020).
4. H. P. Peng, Y. H. Zheng, and X. R. Zhou, Physics **49**(8), 513 (2020).
5. E. Kou, P. Urquijo, W. Altmannshofer et al. (Belle-II Collaboration), PTEP **2019**(12) 123C01 (2019); Erratum: PTEP **2020**, 029201 (2020); 1808.10567.

6. M. Roney, PoS **ICHEP2020**, 699 (2021).
7. Z. Liptak, M. Kuriki, and J. Roney, Proc. IPAC'21 **12**, 3799 (2021).
8. C. M. Carloni Calame, C. Lunardini, G. Montagna, O. Nicrosini, and F. Piccinini, Nucl. Phys. B **584**, 459 (2000); hep-ph/0003268.
9. C. M. Carloni Calame, Phys. Lett. B **520**, 16 (2001); hep-ph/0103117.
10. G. Balossini, C. M. Carloni Calame, G. Montagna, O. Nicrosini, and F. Piccinini, Nucl. Phys. B **758**, 227 (2006); hep-ph/0607181.
11. G. Balossini, C. Bignamini, C. M. C. Calame, G. Montagna, O. Nicrosini, and F. Piccinini, Phys. Lett. B **663**, 209 (2008); 0801.3360.
12. S. Jadach, B. Ward, and Z. Was, Comput. Phys. Commun. **130**, 260 (2000); hep-ph/9912214.
13. S. Jadach, B. F. L. Ward, and Z. Was, Phys. Rev. D **88**(11), 114022 (2013); 1307.4037.
14. A. B. Arbuzov, G. V. Fedotov, F. V. Ignatov, E. A. Kuraev, and A. L. Sibidanov, Eur. Phys. J. C **46**, 689 (2006); hep-ph/0504233.
15. I. M. Nugent, Preprint **4** (2022); 2204.02318.
16. R. Sadykov and V. Yermolchik, Comput. Phys. Commun. **256**, 107445 (2020); 2001.10755.
17. S. Bondarenko, Y. Dydyshka, L. Kalinovskaya, R. Sadykov, and V. Yermolchik, Phys. Rev. D **102**(3), 033004 (2020); 2005.04748.
18. A. B. Arbuzov, S. G. Bondarenko, L. V. Kalinovskaya, L. A. Rumyantsev, and V. L. Yermolchik, Phys. Rev. D **105**(3), 033009 (2022); 2112.09361.
19. F. Jegerlehner, EPJ Web Conf. **218**, 01003 (2019); 1711.06089.
20. E. A. Kuraev and V. S. Fadin, Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 466 (1985).
21. O. Nicrosini and L. Trentadue, Phys. Lett. B **196**, 551 (1987).
22. A. Arbuzov, S. Bondarenko, L. Kalinovskaya, R. Sadykov, and V. Yermolchik, Symmetry **13**(7), 1256 (2021).