

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССЕ АННИГИЛЯЦИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ФЕРМИОНОВ

В. В. Хасеневич, Т. В. Шишкина

Стандартная теория электрослабого взаимодействия в настоящее время успешно описывает результаты всех экспериментов. Однако существует набор фактов, которые не укладываются в рамки этой теории [1].

Поэтому в современной науке развиваются множество моделей, выходящих за рамки Стандартной модели, и экспериментов, ищущих «новую физику». Среди последних следует выделить те, которые позволяют косвенно наблюдать новые эффекты, проявляющиеся при изучении радиационных поправок. Электрон-позитронные коллайдеры нового поколения, такие как Международный линейный коллайдер (ILC), Компактный линейный коллайдер (CLIC), кольцевые коллайдеры СЕРС и FCC, позволят точно изучать не только свойства бозона Хиггса, -кварка, но и различные гипотезы новой физики: дополнительные измерения, суперсимметрию, тёмную материю.

Среди всех процессов, изучаемых на электрон-позитронных коллайдерах, в первую очередь изучается аннигиляция в лептон-антилептонную пару, который можно представить в виде:

$$e^-(p_a, \xi_a) + e^+(p_b, \xi_b) \rightarrow l(q_1) + \bar{l}(q_2), \quad (1)$$

где p_a, p_b, q_1 и q_2 – 4-импульсы частиц e^-, e^+, l и $\bar{l}$ соответственно; ξ_a, ξ_b – векторы поляризации, задающие средние значения операторов спина электронов и позитронов.

Расчет электрослабых радиационных поправок к неполяризованному рассеянию процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в пренебрежении резонансных эффектов и вкладом кварков был проведен в 1979 году в работе Пассарино и Вельтмана [2]. Реальные и виртуальные КЭД поправки с учётом резонансных эффектов и суммирования вклада мягких фотонов для любого порядка были рассмотрены в [3]. В работе [4] произведён расчёт полных виртуальных электромагнитных поправок и тормозного излучения в пределе мягких фотонов при произвольной поляризации начальных частиц на энергиях 40–140 ГэВ.

Выражения для сечений борновского порядка в рамках современной точности экспериментов представляют лишь лидирующий порядок теории возмущений и оказываются недостаточными при современных значениях энергии взаимодействующих частиц, а также постоянно растущей точности проводимых измерений. Таким образом, необходимо с максимальной точностью рассчитывать радиационные эффекты различного рода. Это, в свою очередь, требует анализа и учета ряда расходимостей.

Первый тип расходимостей, называемый ультрафиолетовым, связан с распространением частиц с большими импульсами. Для его устранения используется теория перенормировок, которая путем сдвига массовых параметров и изменения полей позволяет получать физически осмысленные результаты с требуемой точностью в любом порядке теории возмущений. Выбор той или иной схемы диктуется теоретической моделью, а также удобством и элегантностью проводимых вычислений. В работе используется контрчленный подход [5] применительно к модели электрослабого взаимодействия Глэшоу-Вайнберга-Салама. Так как в данном секторе теории массы частиц являются физически хорошо определенными, то естественно воспользоваться одной из схем перенормировок на массовой поверхности. Далее, поскольку учет радиационных поправок приводит к возникновению недиагональных элементов массовых матриц, то, так называемые, голые поля перестают быть собственными состояниями с определенной массой. Для редиагонализации вводятся матрицы полевых перенормировочных констант, тогда переопределенные поля остаются собственными векторами физических масс. Такую схему обычно называют неминимальной. Расходимости выделяются методом размерной регуляризации в рамках формализма редукции интегралов к функциям Пассарино-Вельтмана.

Второй тип расходимостей, называемый инфракрасными расходимостями, связан с наличием в теории безмассового бозона – фотона. Его распространение в петлевых интегралах приводит к возникновению расходящихся C_0 и D_0 функций, структурный вид которых в регуляризации фиктивной массы фотона имеет достаточно простую аналитическую форму. Для трехточечной функции:

$$C_0(m_1, m_2, \lambda) \equiv C_0(m_1^2, m_2^2, x, m_1^2, \lambda^2, m_2^2) = L_x \ln \frac{m_e}{\lambda} + F_x, \quad (2)$$

где λ , m_e и $m_{1,2}$ – массы фотона, электрона и произвольных частиц, x – инвариантный параметр, L_x и F_x – конечные функции переменной x , энергии столкновения и масс фермионов.

Для четырехточечной функции расходимости в полюсах петлевого интеграла можно свести к трехточечным, тогда:

$$D_0(M_1, M_2) \equiv D_0(m_e^2, m_e^2, m_f^2, m_f^2, s, x, M_1^2, m_e^2, M_2^2, m_f^2), \quad (3)$$

$$D_0(0,0) = \frac{1}{s} (\bar{J}_{\gamma\gamma} + 2C_0(m_e, m_f, \lambda)), \quad (4)$$

$$D_0(0, M_Z) = \frac{1}{s-M_Z^2} (\bar{J}_{\gamma Z} + C_0(m_e, m_f, M_Z) + C_0(m_e, m_f, \lambda)), \quad (5)$$

где M_Z – масса -бозона, $\bar{J}_{\gamma\gamma}$ и $\bar{J}_{\gamma Z}$ не зависят от λ .

Присутствие в радиационных поправках процесса инфракрасно расходящихся величин компенсируется учетом сопутствующего процесса с

испусканием реальных фотонов, где также необходимо отделить и вычислить аналитически инфракрасно расходящуюся часть. Это может быть сделано не единственным возможным образом. Существуют постановки экспериментов, позволяющие аналитически проинтегрировать этот вклад практически полностью. Например, можно рассматривать такие условия эксперимента, при которых тормозное излучение не детектируется. Тогда расчет производится путем интегрирования по всему фазовому пространству фотонов. Такая процедура не содержит большого числа неопределённостей, связанных с экспериментальными условиями [6].

В работе используется метод ковариантных расчетов как для области излучения мягких фотонов, так и жесткого тормозного излучения. Локализация инфракрасной расходимости в данном процессе производится посредством следующего тождественного преобразования:

$$d\sigma_R = (d\sigma_R - d\sigma_R^{IR}) + d\sigma_R^{IR} = d\sigma_R^F + d\sigma_R^{IR}, \quad (6)$$

где $d\sigma_R^{IR}$ рассчитывается аналитически, а $d\sigma_R^F$ является конечным по построению и вычисляется методом Монте-Карло.

Второе слагаемое в формуле (6) вычисляется в пределе испускания мягких фотонов, поскольку амплитуды факторизуются на борновскую часть и множитель, содержащий скалярные произведения трехчастичной кинематики, что значительно упрощает выкладки.

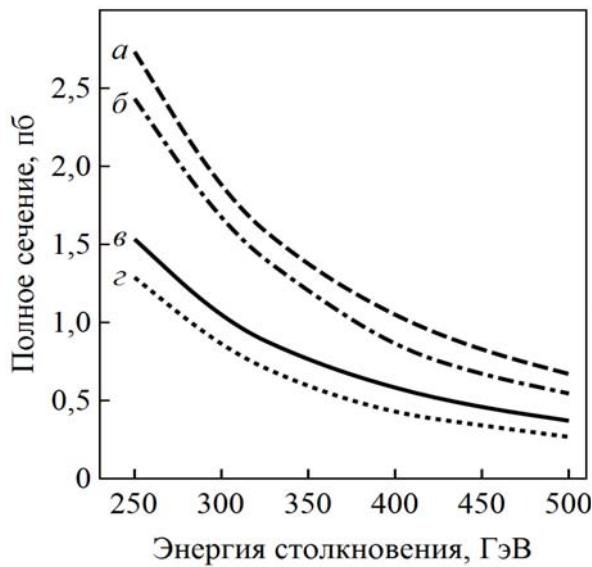


Рис. 1. Зависимость полного сечения от энергии столкновения в с.ц.и.:
а, б – борновское и однопетлевое при $\lambda_{a,b} = \pm 1$
в, з – борновское и однопетлевое при $\lambda_{a,b} = 0$

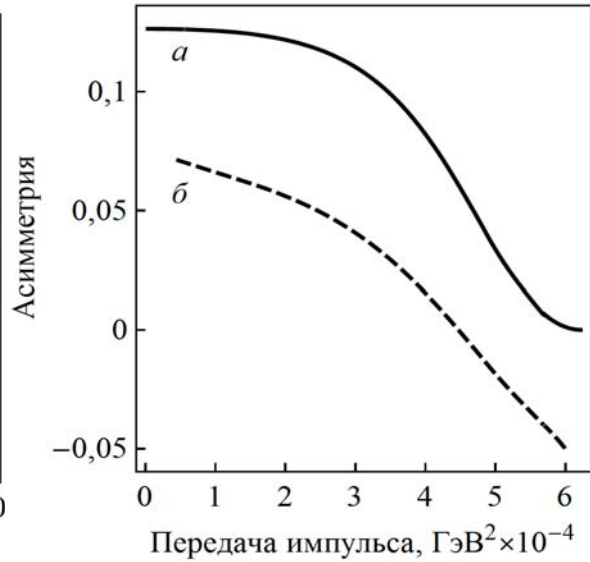


Рис. 1. Зависимость поляризационной асимметрии от переданного импульса при 250 ГэВ:
а, б – борновское и однопетлевое приближения

Выражения для границ фазовой области получаются при помощи так называемых определителей Грама, составленных из импульсов частиц.

Зависимость полного сечения от энергии столкновения представлена на рис. 1. Видно, что с ростом энергии наблюдается его уменьшение. Также для всех значений энергии использование поляризованных пучков приводит к росту рассматриваемых сечений. Радиационные же эффекты, напротив, заметно уменьшают значение сечений.

Важным методом изучения теоретических моделей является построение различного рода асимметрий. На рис. 2 приведена поляризационная асимметрия, для которой наблюдаются наибольшие отклонения от борновского приближения, она определяется следующим образом:

$$A_p = \frac{d\sigma_- - d\sigma_+}{d\sigma_- + d\sigma_+}, \quad (7)$$

где $d\sigma_+$ – дифференциальное сечение при спиральностях частиц $\lambda_{a,b} = \pm 1$, $d\sigma_- - \lambda_{a,b} = \mp 1$.

Таким образом, учет радиационных поправок приводит к значительному изменению наблюдаемых величин, которые могут быть изучены с высокой точностью в рамках современных экспериментальных возможностей, что открывает новые возможности как для тестирования Стандартной модели, так и для поиска эффектов, свидетельствующих о необходимости ее расширения.

Литература

1. *B. C. Allanach* Beyond the Standard Model Lectures for the 2016 European School of High-Energy Physics // arXiv preprint arXiv: 1609.02016. 2016.
2. *G. Passarino, M. Veltman* One-loop corrections for e^+e^- annihilation into $\mu^+\mu^-$ in the Weinberg model // Nuclear Physics B. 1979. Vol. 160. № 1. P. 151–207.
3. *M. Greco, G. Pancheri-Srivastava, Y. Srivastava* Radiative corrections to $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ around the Z_0 // Nuclear Physics B. 1980. Vol. 171. P. 118–140.
4. *M. Bohm, W. Hollik* Radiative corrections to polarized e^+e^- annihilation in the standard electroweak model // Nuclear Physics B. 1982. Vol. 204. № 1. P. 45–77.
5. *A. Denner* Techniques for the calculation of electroweak radiative corrections at the one-loop level and results for W-physics at LEP200 // Fortschritte der Physik. 1993. Vol. 41. №4. P. 307–420.
6. *D. Yu. Bardin, N. M. Shumeiko* On an exact calculation of the lowest-order electromagnetic correction to the point particle elastic scattering // Nuclear Physics B. 1977. Vol. 127. № 2. P. 242–258.

СОЗДАНИЕ И ТЕСТИРОВАНИЕ БАРЬЕРНЫХ ДЕТЕКТОРНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ АЛМАЗА ПВ ТИПА

В. С. Шляхтёнок

Алмазные детекторы, как правило, представляют собой фоточувствительные структуры резистивного типа, работающие при внешнем напряжении смещения. Детекторы ультрафиолетового и ионизирующих