

АФК комплексом III дыхательной цепи митохондрий. Таким образом, действие аскорбиновой кислоты опосредовано как ее кислотно-основными, так и донорно-акцепторными свойствами. Также показано, что увеличение концентрации несвязанных ионов кальция в цитоплазме приводит к модификации редокс-гомеостаза клеток.

Литература

1. *Мартиневич Г.Г., Черенкевич С.Н.* Окислительно-восстановительные процессы в клетках: Монография. Мн.: БГУ, 2008.
2. *Крутецкая З. И., Лебедев О. Е., Курилова Л.С.* Механизмы внутриклеточной сигнализации: Монография. СПб.: Изд-во С. Петерб. Ун-та, 2003.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССАХ РОЖДЕНИЯ ПАР СЛАБЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ БОЗОНОВ ФЕРМИОНАМИ

О. Ю. Кичакова, Т. В. Шишкина

Общепринятой моделью электрослабого взаимодействия является модель Глешоу-Вайнберга-Салама. Стандартная Модель, которая в настоящее время с высокой степенью точности описывает все имеющиеся экспериментальные данные. Тем не менее, в современной науке сформировалось устойчивое представление о том, что Стандартная Модель является лишь низкоэнергетическим пределом некоторой более общей калибровочной модели.

Причиной такого предположения является прежде всего феноменологическая структура самой модели. В ней присутствует много свободных параметров, невыяснена причина возникновения поколений кварков и лептонов, а также их число, до сих пор не подтвержден механизм возникновения масс частиц и не открыт бозон Хиггса.

Современный этап развития ускорительной техники позволяет исследовать взаимодействие фермионов и бозонов при энергиях, достигающих 1 ТэВ и выше. При столь значительных энергиях и постоянно растущей точности экспериментальных измерений существует обоснованная перспектива зарегистрировать отклонения от Стандартной Модели электрослабого взаимодействия, а также определить направление построения расширенной калибровочной группы.

Рассмотренный в работе процесс W^+W^- -рождения представляет интерес с точки зрения поиска отклонений от стандартной модели, поскольку является существенно электрослабым. Помимо того, при изучении этого процесса в рамках неминимальных калибровочных групп появляются дополнительные диаграммы, и проверка соответствующего им дополнительного вклада представляет прямой тест конкретной группы.

Процесс $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ в рамках Стандартной модели описывается тремя диаграммами Фейнмана. Первая диаграмма иллюстрирует ход процесса

при испускании виртуального фотона, вторая – виртуального Z^0 -бозона, третья – через испускание виртуального нейтрино.

С учетом явных видов трехбозонных вершин и правил Фейнмана матричный элемент данного процесса принимает вид:

$$M = i\bar{U}(-p_2) \left[\left(g^{\alpha\beta} (k_1 - k_2)^\lambda + g^{\beta\lambda} (-k - k_1)^\alpha + g^{\lambda\alpha} (k + k_2)^\beta \right) \times \right. \\ \left. \times \left(e^2 \frac{\gamma_\lambda}{k^2} + \frac{eg}{2} \gamma^\mu (g_V + g_A \gamma^5) \frac{g_{\mu\lambda} - k_\mu k_\lambda / m_Z^2}{k^2 - m_Z^2} \right) \times \right. \\ \left. - \left(\frac{g}{\sqrt{2}} \right)^2 \gamma^\alpha \frac{1 - \gamma^5}{2} \frac{\hat{p}_1 - \hat{k}_1}{(p_1 - k_1)^2} \gamma^\beta \frac{1 - \gamma^5}{2} \right] U(p_1) \varepsilon_\beta(k_1) \varepsilon_\alpha(k_2) \quad (1)$$

где $k = p_1 + p_2$ – полный 4-импульс начальных частиц.

Квадрат модуля матричного элемента имеет вид:

$$|M|^2 = \frac{e^4}{s^2} A(s, t) + (g_V^2 - g_A^2) \frac{e^2 g^2}{4(s - m_Z^2)^2} A(s, t) - \frac{e^2 g^2}{4st} B(s, t) + \\ + g_V \frac{e^3 g}{s^2 (s - m_Z^2)} A(s, t) - g_V \frac{eg^3}{4(s - m_Z^2)t} B(s, t) + \frac{g^4}{64t^2} C(s, t) \quad (2)$$

где введены переменные Мандельстама $s = (p_1 + p_2)^2$ и $t = (p_1 - k_1)^2$ и $g_V = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_w$, $g_A = -\frac{1}{2}$, θ_w - угол Вайнберга.

Коэффициенты A , B и C равны:

$$A = \frac{1}{2} \sum_{r_1} \sum_{r_2} \left(g^{\alpha\beta} (k_1 - k_2)^\lambda + g^{\beta\lambda} (-k - k_1)^\alpha + g^{\lambda\alpha} (k + k_2)^\beta \right) \times \\ \times \left(\left(g^{\rho\sigma} (k_1 - k_2)^\mu + g^{\rho\mu} (-k - k_1)^\sigma + g^{\mu\sigma} (k + k_2)^\rho \right) \right) \times \\ \times \bar{U}(-p_2) \gamma_\lambda U(p_1) \bar{U}(p_1) \gamma_\mu U(-p_2) \varepsilon_\beta(k_1) \varepsilon_\alpha(k_2) \varepsilon_\rho(k_1) \varepsilon_\sigma(k_2), \quad (3)$$

$$B = \frac{1}{2} \sum_{r_1} \sum_{r_2} \left(g^{\alpha\beta} (k_1 - k_2)^\lambda + g^{\beta\lambda} (-k - k_1)^\alpha + g^{\lambda\alpha} (k + k_2)^\beta \right) \bar{U}(-p_2) \gamma_\lambda U(p_1) \times \\ \times \bar{U}(p_1) \frac{1 - \gamma^5}{2} \gamma_\rho (\hat{p}_1 - \hat{k}_1) \frac{1 - \gamma^5}{2} \gamma_\sigma U(-p_2) \varepsilon_\beta(k_1) \varepsilon_\alpha(k_2) \varepsilon_\rho(k_1) \varepsilon_\sigma(k_2) \quad (4)$$

$$C = \frac{1}{2} \bar{U}(-p_2) \gamma^\alpha \frac{1 - \gamma^5}{2} (\hat{p}_1 - \hat{k}_1) \gamma^\beta U(p_1) \bar{U}(p_1) \frac{1 - \gamma^5}{2} \times \\ \times \gamma_\rho (\hat{p}_1 - \hat{k}_1) \frac{1 - \gamma^5}{2} \gamma_\sigma U(-p_2) \varepsilon_\beta(k_1) \varepsilon_\alpha(k_2) \varepsilon_\rho(k_1) \varepsilon_\sigma(k_2) \quad (5)$$

Дифференциальное сечение рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{|M|^2}{16\pi s(s - m_W^2)}, \quad (6)$$

Полное сечение находим следующим интегрированием по всему конфигурационному пространству:

$$\sigma(s) = \frac{1}{16\pi s(s - m_W^2)} \int_{t^-}^{t^+} dt |M(s, t)|^2, \quad (4)$$

где пределы интегрирования равны:

$$t^- = m_W^2 - \frac{s}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{s(s - 4m_W^2)}, \quad t^+ = m_W^2 - \frac{s}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{s(s - 4m_W^2)}. \quad (7)$$

Явный вид коэффициентов A , B и C для неполяризованных частиц:

$$A(s, t) = \frac{1}{2} \left(\begin{array}{l} 12m_W^4 - 24m_W^2 t - 8m_W^2 s + 12t^2 + 12st + 21s^2 - \\ -8st^2 / m_W^2 - 10s^2 t / m_W^2 - 5s^3 / m_W^2 + s^2 t^2 / m_W^4 - s^3 t / m_W^4 \end{array} \right), \quad (8)$$

$$B(s, t) = \frac{1}{2} \left(\begin{array}{l} 3m_W^4 - 12m_W^2 t - 19m_W^2 s + 15t^2 + 8st + 2s^2 - \\ -9st^2 / m_W^2 - 7s^2 t / m_W^2 + s^3 / m_W^2 + 2s^2 t^2 / m_W^4 + 2s^3 t / m_W^4 \end{array} \right), \quad (9),$$

$$C(s, t) = \frac{1}{4} \left(\begin{array}{l} 3m_W^2 s - 20m_W^4 + 27m_W^2 t + 4t^2 - 11st - \\ -14st^2 / m_W^2 - 9t^3 / m_W^2 - 2st^3 / m_W^2 - 2s^2 t^2 / m_W^4 - 2t^4 / m_W^4 \end{array} \right). \quad (10)$$

Для анализа полученных зависимостей введем следующие переменные:

$$x \equiv -\frac{2p_1 k_1}{(k_1 - k_2)^2}, \quad y \equiv \frac{p_1(k_1 - k_2)}{p_1 k_1}. \quad (11)$$

В случае продольно поляризованных бозонов полученные коэффициенты значительно упрощаются:

$$A_{\parallel}(s, t) = C_{\parallel}(s, t) = \frac{1}{2m_W^4} (s^2 t^2 + m_W^4 s^2 - s^3 t - m_W^2 s^2 t), \quad (12)$$

$$B_{\parallel}(s, t) = -A_{\parallel}(s, t) = \frac{1}{2m_W^4} (s^3 t + m_W^2 s^2 t - s^2 t^2 - m_W^4 s^2). \quad (13)$$

Основные результаты выполненного исследования иллюстрируют рисунки 1-2, на которых представлены дифференциальные и полные сечения электрон-позитронной аннигиляции в пару слабых заряженных бозонов. При выполнении численных расчетов были избраны параметры и характеристики планируемых экспериментов на Международном Линейном Коллайдере (ILC). Исследование показало, что дифференциальное сечение процесса растет с ростом энергии а соответствующее полное сечение выходит на так

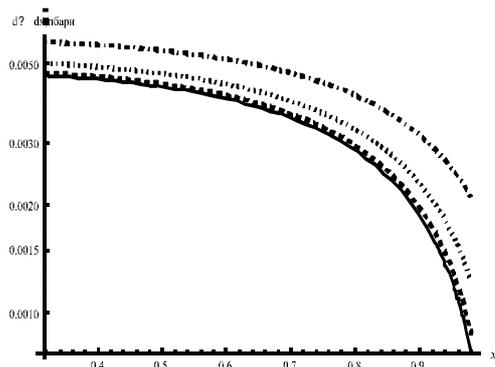


Рис.1. График зависимости дифференциального сечения $d\sigma/dx$ от параметра x для неполяризованных частиц

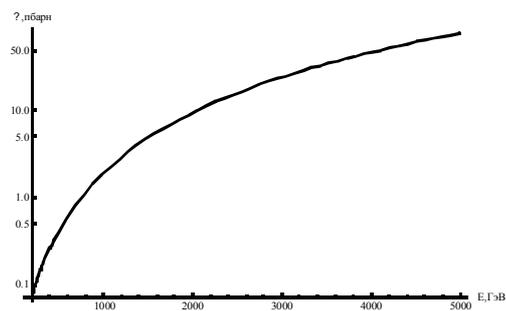


Рис.2. График зависимости полного сечения от энергии для неполяризованных частиц

называемое «плато». Оно существенно зависит от геометрии вылета конечных частиц, а также от спиновой конфигурации фермионов и бозонов. Исследование вклада в сечение, обусловленного учетом поляризации начальных фермионов и (или) конечных бозонов обнаружило, что его величина имеет заметное значение на фоне вклада, соответствующего сечению взаимодействия неполяризованных частиц. Последнее означает, что экспериментальное исследование поляризуемостей и асимметрий различного рода (поляризационных, зарядово-поляризационных, а также обусловленных направлением вылета конечных частиц) значительно расширяют набор экспериментально измеряемых величин и делает исследуемый процесс инструментом прецизионного анализа калибровочной группы электрослабого взаимодействия. Рассматриваемые физические характеристики процесса имеют столь значительные величины, что делает очевидным необходимость учета эффектов более высокого порядка. Однако часть кинематической области, в которой требуется радиационная поправка экспериментальных данных, сравнительно невелика, она не превышает 5-7% кинематической области.

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ АНИЗОТРОПИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВКР-ЛАЗЕРА НА КРИСТАЛЛЕ KGW:ND

Д. А. Комар

Лазерный кристалл $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2:\text{Nd}^{3+}$ (KGW:Nd) является одновременно и ВКР-активной средой, имеющей богатую картину вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [1]. Кристалл обычно имеет срез [010], совпадающий с осью оптической индикатрисы N_p . Это обеспечивает генерацию излучения, линейно поляризованного вдоль оси N_m . Для среза [010] спек-