

РОЖДЕНИЕ ПАР ЗАРЯЖЕННЫХ БОЗОНОВ В ПРОЦЕССАХ АННИГИЛЯЦИИ ЛЕПТОНОВ В РАМКАХ СТАНДАРТНОЙ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОСЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И РАСШИРЕННЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ ТЕОРИЙ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ СЛАБЫМ БОЗОНОМ

В. В. Хомич, Т. В. Шишкина

Общепринятой теоретической основой электрослабого взаимодействия на сегодняшний день является теория Глешоу-Вайнберга-Салама [1–3], Стандартная Модель, которая в настоящее время с высокой степенью точности описывает все экспериментальные данные. Тем не менее, в современной науке сформировалось устойчивое представление о том, что она является лишь низкоэнергетическим пределом некоторой более общей калибровочной теории.

Причина этого является феноменологическая структура самой модели, присутствие в ней ряда свободных параметров, невыясненная причина возникновения поколений кварков и лептонов и т. д.

В этих условиях происходит обширный поиск теорий, которые расширяли бы Стандартную Модель. Одним из возможных путей расширения Стандартной Модели является введение дополнительных тяжелых W^+ , W^- и Z^0 калибровочных бозонов с массами в несколько ТэВ, являющимися результатом расширения электрослабой симметрии. Некоторые из таких моделей имеют общую форму $SU(2) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ и часто называются G(221) моделями. Они включают в себя: left-right (LR) [4–6], leptophobic (LP), hadrophobic (HP) [7–9], fermiophobic (FP) [10–12] модели. Масса дополнительного Z^0 бозона в рассматриваемых в данной работе моделях предоставлены в Таблице 1.

Таблица 1

Параметры расширенных калибровочных моделей $SU(2) \otimes SU(2) \otimes U(1)$

Калибровочная Модель	M_{Z^0} , ТэВ	$M_{W^{\pm}}$, ТэВ
LR-D	1.602	0.269
LP-D	1.752	0.697
HP-D	1.674	0.403
FP-D	1.685	0.673

В данной работе с целью проверки Стандартной Модели и поиска путей расширения калибровочной модели рассматриваются процессы аннигиляции поляризованных электрона и позитрона с рождением пары заряженных бозонов в Стандартной теории электрослабого взаимодействия и расширенных калибровочных моделях G(221).

В рамках Стандартной Модели $SU(2) \otimes U(1)$ процесс аннигиляции $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$ описывается тремя диаграммами Фейнмана. Первая диаграмма соответствует реализации процесса в результате обмена виртуальным фотоном, вторая – виртуальным Z^0 -бозоном, третья содержит виртуальное нейтрино. В $SU(2) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ моделях появляется дополнительная фейнмановская диаграмма, соответствующая обмену дополнительным слабым нейтральным бозоном. Возможные пути аннигиляции показаны на рисунке 1.

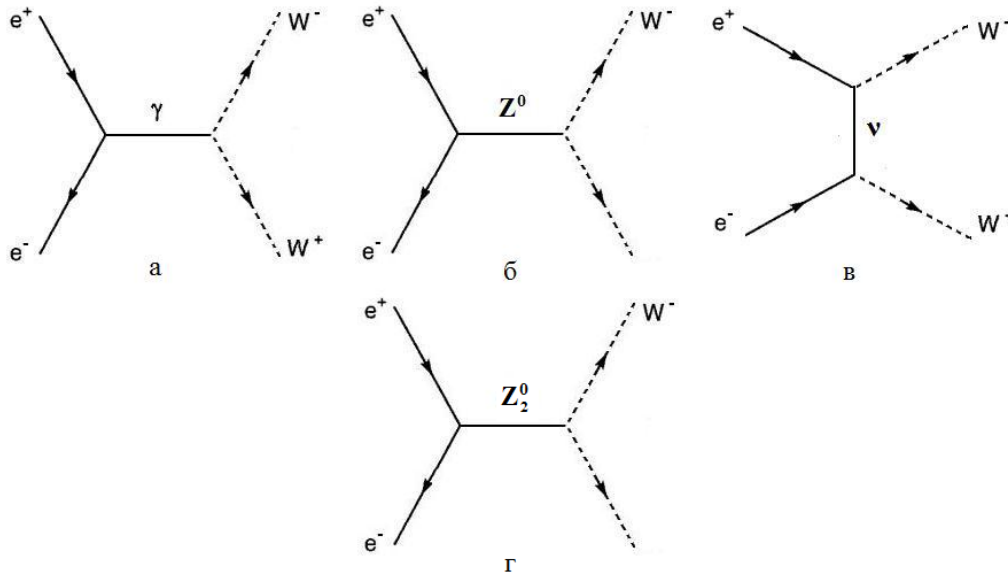


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана процесса $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$:

(а) – испускание γ -квантом, (б) – испускание Z_0 -бозоном,
(в) – нейтринный обмен, (г) – обмен дополнительным нейтральным Z_2 -бозона

В низшем порядке теории возмущений матричный элемент исследуемого процесса в расширенных моделях имеет вид:

$$M = i\bar{U}(-p_2) \left(e^2 \frac{\gamma^\alpha}{k^2} + \frac{eg}{2} \gamma^\mu (g_V + g_A \gamma^5) \frac{g_{\mu\lambda} - \frac{k_\mu k_\lambda}{m_Z^2}}{k^2 - m_Z^2} + \frac{eg_2}{2} \gamma^\mu (g_{V2} + g_A \gamma^5) \frac{g_{\mu\lambda} - \frac{k_\mu k_\lambda}{m_{Z2}^2}}{k^2 - m_{Z2}^2} \right) \times$$

$$\left(g^{\alpha\beta} (k_1 - k_2)^\lambda + g^{\beta\lambda} (-k - k_1)^\alpha + g^{\lambda\alpha} (k + k_2)^\beta \right) U(p_1) \varepsilon_\beta(k_1) \varepsilon_\alpha(k_2) -$$

$$-i\bar{U}(-p_2) \left[\frac{g^2}{2} \gamma^\alpha \frac{1 - \gamma^5}{2} \frac{\not{p}_1 - \hat{k}_1}{(p_1 - k_1)^2} \gamma^\beta \frac{1 - \gamma^5}{2} \right] U(p_1) \varepsilon_\beta(k_1) \varepsilon_\alpha(k_2), \quad (1)$$

где $k = p_1 + p_2$ – полный 4-импульс начальных частиц, $g_V = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W$, $g_A = -\frac{1}{2}$, γ^α – матрицы Дирака, $g^{\alpha\beta} = (1, -1, -1, -1)$ – метрический тензор, $\gamma^5 = i\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$, $\hat{p}_i = p_\alpha \gamma^\alpha$, $\hat{k}_i = p_\alpha \gamma^\alpha$ ($i = 1, 2$), m_Z – масса Z-бозона, m_{Z2} – масса дополнительного Z-бозона.

Квадрат модуля матричного элемента определяется формулой:

$$\begin{aligned}
 |M|^2 = & \left(\frac{e^4}{s^2} + (g_V g_{V2} - g_A^2) \frac{e^2 g g_2}{4} \left(\frac{1}{(s - m_Z^2)^2} + \frac{1}{(s - m_{Z_2}^2)^2} + \frac{1}{(s - m_Z^2)(s - m_{Z_2}^2)} \right) \right) A(s, t) + \\
 & + \frac{e^3}{s} \left(\frac{g g_V}{(s - m_Z^2)} + \frac{g g_{V2}}{(s - m_{Z_2}^2)} \right) A(s, t) - \left(\frac{e^2 g^2}{4 s t^2} + \frac{e}{4 t} \left(\frac{g_V g^3}{(s - m_Z^2)} + \frac{g_{V2} g_2^3}{(s - m_{Z_2}^2)} \right) \right) B(s, t) + \\
 & + \frac{g^4}{64 t^2} C(s, t).
 \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь коэффициенты A , B и C для поляризованных частиц имеют вид:

$$\begin{aligned}
 A(s, t) = & (-24 m_w^4 + 8 m_w^2 s - 34 s^2 + 8 \frac{s^3}{m_w^2} + 48 m_w^2 t - 40 s t + 12 \frac{s^2 t}{m_w^2} - \\
 & - 2 \frac{s^3 t}{m_w^4} - 24 t^2 + 8 \frac{s t^2}{m_w^2} - 2 \frac{s^2 t^2}{m_w^4} + 24 m_w^4 \lambda^2 - 8 m_w^2 s \lambda^2 + 34 s^2 \lambda^2 - \frac{8 s^3 \lambda^2}{m_w^2} - \\
 & - 48 m_w^2 t \lambda^2 + 40 s t \lambda^2 - \frac{12 s^2 t \lambda^2}{m_w^2} + \frac{2 s^3 t \lambda^2}{m_w^4} + 24 t^2 \lambda^2 - \frac{8 s t^2 \lambda^2}{m_w^2} + \frac{2 s^2 t^2 \lambda^2}{m_w^4}) / 2,
 \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned}
 B(s, t) = & (-8 m_w^4 - 16 m_w^2 s + 12 m_w^2 t + 10 s t - 8 \frac{s^2 t}{m_w^2} - 8 \frac{s t^2}{m_w^2} + 2 \frac{s^2 t^2}{m_w^4} + 8 \frac{t^3}{m_w^2} + \\
 & + 2 \frac{t^3 s}{m_w^4} + 8 m_w^4 \lambda^2 + 16 m_w^2 s \lambda^2 - 12 m_w^2 t \lambda^2 - 10 s t \lambda^2 + \frac{8 s^2 t \lambda^2}{m_w^2} + \frac{8 s t^2 \lambda^2}{m_w^2} - \\
 & - \frac{2 s^2 t^2 \lambda^2}{m_w^4} + \frac{4 t^3 \lambda^2}{m_w^2} - \frac{2 s t^3 \lambda^2}{m_w^4}) / 2,
 \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
 C(s, t) = & (-8 m_w^4 + 16 m_w^2 t - 8 s t - 10 t^2 - 8 \frac{s t^2}{m_w^2} + 4 \frac{t^3}{m_w^2} - 2 \frac{t^3 s}{m_w^4} - 2 \frac{t^4}{m_w^4} + \\
 & + 8 m_w^4 \lambda^2 - 16 m_w^2 t \lambda^2 + 10 t^2 \lambda^2 + 8 s t \lambda^2 - \frac{8 s t^2 \lambda^2}{m_w^2} - \frac{4 t^3 \lambda^2}{m_w^2} + \frac{2 s t^3 \lambda^2}{m_w^4} + \\
 & + \frac{2 t^4 \lambda^2}{m_w^4}) / 2,
 \end{aligned} \quad (5)$$

где λ – параметр поляризации.

Полное сечение рассеяния имеет вид:

$$\sigma = \frac{1}{16 \pi s (s - m_w^2)} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} |M|^2 dt. \quad (6)$$

На рисунке 2 представлены результаты численного расчета полных сечений взаимодействия.

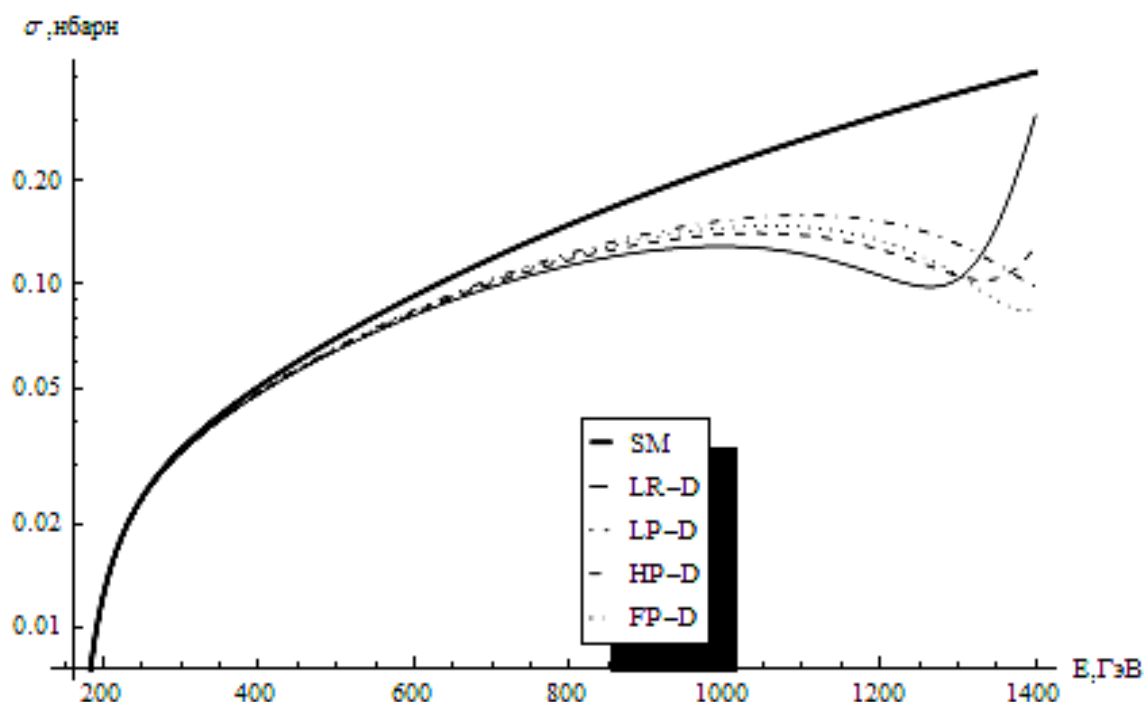


Рис. 2. Полное сечение процесса $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$:
в Стандартной Модели и $SU(2) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ моделях (поляризованные пучки)

Результаты показали, что в энергетической области от порога реакции 160 ГэВ до энергии 450 ГэВ, предсказания обсуждаемых моделей для величины полных сечений не имеют заметных отличий. Начиная с энергии 450 ГэВ разница полученных в рамках Стандартной Модели и $SU(2) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ моделей составляет $\sim 7\%$. С дальнейшим ростом энергии полные сечения отличаются в большей степени, и в области 1250 ÷ 1400 ГэВ достигают своих максимальных значений.

В заключении отметим, что изученный процесс, является отличным способом поиска явлений «новой физики» на Международном Линейном Коллайдере [14] в областях энергий, где имеются отклонения от Стандартной Модели.

Литература

1. Weinberg S. A. // Phys. Rev. Lett., 1967. V. 19. № 21. P. 1264.
2. Salam A. // In: Proc. 8-th Nobel Symp Stockholm. 1968. P. 367.
3. Glasgow S.L., Iliopoulos J., Maiani L. // Phys. Rev., 1970. V. D2. № 7. P. 1285.
4. Mohapatra R.N. and Pati J. C. // Phys. Rev., 1975. D 11, 2558.
5. Mohapatra R. N. and Pati J. C. // Phys. Rev., 1975, D 11, 566.
6. Mohapatra R. N. and Senjanovic G. // Phys. Rev., 1981, D 23, 165.
7. ChIvukula R. S., Coleppa B., Di ChIara S., Simmons E. H., He H. J., Kurachi M. and Tanabashi M. // Ph. ys. Rev., 2006, D 74, 075011.
8. Barger V. D., Keung W. Y. and Ma E. // Phys. Rev., 1980, D 22, 727.
9. Barger V. D., Keung W. Y. and Ma E. // Phys. Rev. Lett. 44, 1980, 1169.
10. Malkawi E., Tait T. M. P. and Yuan C.P. // Phys. Lett., 1996, B 385, 304.

11. *Li X. and Ma E.* // Phys. Rev. Lett. 47, 1981, 1788.
12. *He X. G. and Valencia G.* // Phys. Rev. D 66, 2002, 013004.
13. *Hsieh Ken, Schmitz Kai, Yu Jian-Hao and Yuan C.-P.* // Global Analysis of General $SU(2) \times SU(2) \times U(1)$ Models with Precision Data, 2010.
14. Интернет-адрес: <http://www.linearcollider.org/>.

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМОВ 3D МОДЕЛИРОВАНИЯ СИСТЕМ РАКОВЫХ КЛЕТОК

Д. А. Черницын

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существует множество методов и программных средств для построения 3D моделей объектов на основе их двумерных изображений. Это использование 3D сканера (лазерная триангуляция, лазерные сканеры времени полета, лазерные сканеры со сдвигом фазы [1]), метод генерации 3D модели по фотографиям [2].

Основной проблемой является то, что вышеприведенные методы разработаны для объектов макромира. Для объектов микромира набор методов и программных средств ограничен. Например, E-Cell Simulation Environment 3D [3] или Virtual cell [4]. Однако данные программные продукты предназначены для моделирования жизни клеток. Программы не содержат процедуры трехмерного моделирования клеток из изображений. Именно решение этой проблемы является целью данной работы. Для получения изображений раковых клеток используется люминесцентная микроскопия.

Целью данной работы является разработка алгоритмов трехмерного моделирования систем раковых клеток.

В работе решаются следующие задачи:

- коррекция люминесцентных изображений систем раковых клеток;
- анализ изображений;
- разработка алгоритмов построения 3D моделей;
- разработка программного пакета, реализующего алгоритмы анализа и моделирования систем клеток.

МЕТОДОЛОГИЯ

В работе [5] кратко изложены основы методологий получения, обработки и анализа люминесцентных изображений раковых клеток. В ходе анализа используется процедура бинаризации изображения. Далее группировка пикселей изображения производится с использованием кла-