

3. Borodulin, V. I. CORE: COmpendium of RElations: Version 3.1 [electronic resource] /V. I. Borodulin, R. N. Rogalev, S.R.Slabospitsky // arxiv:hep-ph/1702.08246–2017.-URL:https://arxiv.org/pdf/1702.08246.pdf

4. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика. Квантовая электродинамика / Л.Д. Ландау, Лифшиц Е.М. – М.: Физматлит, 2006. – 720 с.

5. Андреев, В.В. Методы вычисления амплитуд в квантовопольевых теориях и моделях / В. В. Андреев. – Гомель: УО “Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины”, 2004. – 235 с.

**К.Д. Поляков** (ГГТУ имени П.О. Сухого, Гомель)

Науч. рук. **В.Ю. Гавриш**, ст. преподаватель

## **МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ РАСПАДА $Z$ – БОЗОНА В ЛЕПТОННУЮ ПАРУ**

**Введение.** Проблема расчета наблюдаемых процессов распада нейтральных бозонов стала особенно актуальна в последнее время, поскольку появились соответствующие экспериментальные данные по распадам  $W^\pm, Z^0$  – бозонов.

В данной работе авторы, используя лагранжиан взаимодействия стандартной модели, получают матричный элемент распада заряженного  $Z^0$  – бозона. Отметим, что целью данной работы является получение матричного элемента без последующего расчета ширины распада указанного промежуточного бозона.

**1. Лагранжиан стандартной модели электрослабого взаимодействия.**

Известно [1, 2], что лагранжиан взаимодействия фермионов и калибровочных векторных бозонов имеет следующий вид:

$$L_I = \left(-\frac{g}{2\sqrt{2}} j_\mu W^\mu + h.c.\right) - \frac{g}{2\cos\theta_W} j_\mu^0 Z^\mu - e j_\mu^{em} A^\mu, \quad (1)$$

$j_\mu$  – ток взаимодействия лептонов с заряженными бозонами,  $j_\mu^0$  – ток взаимодействия с нейтральными бозонами, а  $j_\mu^{em}$  – электромагнитный ток взаимодействия. Отметим, что в выражении (1) угол  $\theta_W$  называют углом Вайнберга, который определяется из соотношений [3]

$$e = g \sin\theta_W = 2 \sqrt[4]{2} \sqrt{G_F} M_{W^\pm} \sin\theta_W, \quad (2)$$

где  $e$  - заряд электрона,  $G_F$  - константа Ферми, а  $M_{W^\pm}$  - масса  $W^\pm$  - бозона.

Используя часть выражения (1), отвечающую за взаимодействие лептонов с нейтральными бозонами, и выражение (2), получаем:

$$L_{neu.} = -\frac{\sqrt[4]{2}\sqrt{G_F}M_{W^\pm}}{\cos\theta_W} j_\mu^0 Z^\mu - 2\sqrt[4]{2}\sqrt{G_F}M_{W^\pm} \sin\theta_W j_\mu^{em} A^\mu \quad (3)$$

из которого взаимодействию нейтрального  $Z^0$  - бозона с лептонами соответствует выражение

$$L = -\frac{\sqrt[4]{2}\sqrt{G_F}M_{W^\pm}}{\cos\theta_W} j_\mu^0 Z^\mu. \quad (4)$$

## 2. Диаграмма Фейнмана распада $Z^0 \rightarrow \bar{\ell}\ell$ .

Указанному процессу, лагранжиан взаимодействия которого задается выражением (4), соответствует диаграмма, изображенная на рисунке 1:

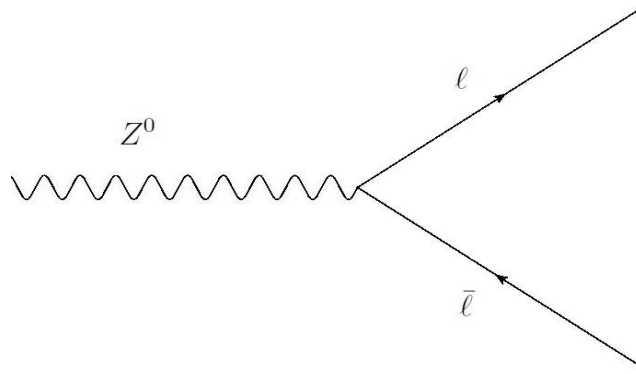


Рисунок 1 – Диаграмма Фейнмана распада  $Z^0 \rightarrow \bar{\ell}\ell$

Отметим, что сплошной линии соответствует нейтральный ток перехода выражения (3), а волнистой –  $Z^0$  - бозон. Направление фермионных линий на рисунке 1 зависит от комбинации пары конечной частицы и античастицы.

## 3. Матричный элемент распада $Z^0 \rightarrow \bar{\ell}\ell$ .

Нейтральный ток перехода распада  $Z^0 \rightarrow \bar{\ell}\ell$ , соответствующий рисунку 1, дается выражением [3]

$$j^\mu = \bar{u}_\lambda(\vec{k}_1, m_{\bar{\ell}}) \gamma^\mu (g_A I - g_V \gamma^5) v_\lambda(\vec{k}_2, m_\ell), \quad (5)$$

где  $u(\vec{p}, m)$ ,  $v(\vec{p}, m)$  - биспиноры Дирака,  $I$  - единичная матрица  $4 \times 4$ . Константы  $g_A, g_V$  в выражении (5), значения которых определяются из эксперимента, зависят от вида конечных частиц.

Задавая состояние  $Z^0$  – бозона вектором поляризации  $\varepsilon^\mu(\lambda_V)$  ( $\lambda_V$  – спиральность векторного бозона) из выражений (4,5) получаем матричный элемент распада  $Z^0 \rightarrow \bar{\ell}\ell$ :

$$M_{fi} = \sqrt[4]{2} \sqrt{G_F} M_{Z^0} \bar{u}_\lambda(\vec{k}_1, m_\ell) (\varepsilon(\lambda_V) \cdot \gamma) (g_A I - g_V \gamma^5) v_\lambda(\vec{k}_2, m_\ell). \quad (6)$$

Отметим, что при получении выражения (6) было использовано соотношение [1]

$$M_{Z^0} = M_{W^\pm} / \cos \theta_W. \quad (7)$$

Дальнейшие вычисления наблюдаемых рассматриваемого процесса связаны с выбором системы отсчета [4] и расчетом спинорной части выражения (6) [5], однако в силу громоздких вычислений данные расчеты здесь проводится не будут.

### **Заключение.**

В ходе работы авторы получают матричный элемент перехода  $Z^0 \rightarrow \bar{\ell}\ell$ . Полученные выражения могут быть использованы для расчета наблюдаемых указанного процесса для различных поколений кварков и лептонов.

### **Литература**

1. Биленький, С.М. Введение в диаграммы фейнмана и физику электрослабого взаимодействия / М.С. Биленький. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 327 с.
2. Окунь, Л.Б. Лептоны и кварки / Л.Б. Окунь. – Издательство URSS, 2015. – 352 с.
3. Borodulin, V. I. CORE: COmpendium of RElations: Version 3.1 [electronic resource] / V. I. Borodulin, R. N. Rogalev, S.R.Slabospitsky // arxiv:hep-ph/1702.08246–2017.-URL:https://arxiv.org/pdf/1702.08246.pdf
4. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика. Квантовая электродинамика / Л.Д. Ландау, Лифшиц Е.М. – М.: Физматлит, 2006. – 720 с.
5. Андреев, В.В. Методы вычисления амплитуд в квантовополевых теориях и моделях / В. В. Андреев. – Гомель: УО “Гомельский государственный университет им.Ф. Скорины”, 2004. – 235 с.