

## TEXNİKA ELMLƏRİ TECHNICAL SCIENCES

DOI: <https://doi.org/10.36719/2789-6919/55/136-143>

**Нармина Гусейнова**

Азербайджанский Технический Университет

<https://orcid.org/0009-0000-3901-7625>

[hseynova1999@internet.ru](mailto:hseynova1999@internet.ru)

### Распад бозона Хиггса через канал $H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow 4l$

#### Резюме

В данной работе исследуются процессы распада бозона Хиггса по каналу  $H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow 4l$ . Для этих процессов вычислены амплитуды и ширины распада, а также проанализирована зависимость вероятности распада от массы. Основное внимание уделено распаду бозона Хиггса на четыре заряженных лептона. Была рассчитана вероятность данного процесса и построен график зависимости ширины распада от массы лептонов. Полученные результаты показывают, что вероятность распада бозона Хиггса на тяжёлые лептоны, такие как  $\tau$  и  $\mu$ , является крайне малой.

**Ключевые слова:** бозон Хиггса, процесс распада, канал  $H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow 4l$ , лептон, вероятность распада, зависимость от массы, диаграмма Фейнмана

**Nərminə Hüseynova**

Azərbaycan Texniki Universiteti

<https://orcid.org/0009-0000-3901-7625>

[hseynova1999@internet.ru](mailto:hseynova1999@internet.ru)

### Higgs bozonunun $H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow 4l$ kanalı üzrə parçalanması

#### Xülasə

Bu məqalədə Higgs bozonunun  $H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow 4l$  kanalı üzrə parçalanma prosesləri tədqiq edilmişdir. Sözügedən proseslər üçün amplitudlar və parçalanma enləri hesablanmış, həmçinin, parçalanma ehtimalının kütlədən asılılığı analiz olunmuşdur. Əsas diqqət Higgs bozonunun dörd yüklü leptona parçalanmasına yönəldilmiş, bu prosesin ehtimalı müəyyən edilmiş və lepton kütləsindən asılılıq qrafik şəklində təqdim olunmuşdur. Alınan nəticələr göstərir ki, ağır leptonların, xüsusilə  $\tau$  və  $\mu$  leptonunun yaranma ehtimalı olduqca kiçikdir.

**Açar sözlər:** Higgs bozonu, parçalanma prosesi,  $H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow 4l$  kanalı, lepton, parçalanma ehtimalı, kütlədən asılılıq, Feynman diaqramı

**Narmina Huseynova**

Azerbaijan Technical University

<https://orcid.org/0009-0000-3901-7625>

[hseynova1999@internet.ru](mailto:hseynova1999@internet.ru)

### Decay of the Higgs Boson via the $H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow 4l$ Channel

#### Abstract

This paper investigates the decay of the Higgs boson through the  $H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow 4l$  channel. The decay amplitudes and widths are calculated, and the dependence of the decay probability on particle masses is examined. The study mainly focuses on the Higgs boson decay into four charged leptons. The decay probability is evaluated, and a graphical representation of the decay width as a function of

the lepton mass is presented. The results demonstrate that the decay of the Higgs boson into heavy leptons, such as  $\tau$  and  $\mu$ , is highly suppressed.

**Keywords:** Higgs boson, decay process,  $H \rightarrow Z^*Z^* \rightarrow 4l$  channel, lepton, decay probability, mass dependence, Feynman diagram

### Введение

В данной статье мы вычислим ширину распада Хиггса в процессе  $H \rightarrow Z^*Z^* \rightarrow (f_1\bar{f}_1)(f_2\bar{f}_2)$ , где  $Z^*$  - виртуальный промежуточный векторный бозон, а  $(f_1\bar{f}_1)(f_2\bar{f}_2)$  – первая и вторая фермионные пары (лептоны и кварки), возникающие при распаде вектора бозона.

### Исследование

Сначала построим фейнмановскую диаграмму процесса распада. Эта диаграмма представлена на рисунке 1, в скобках указаны четырехмерные импульсы частиц (Вое, и другие, n.d.; Bredensten, и другие, 2006; Breitweg, и другие, 2000).

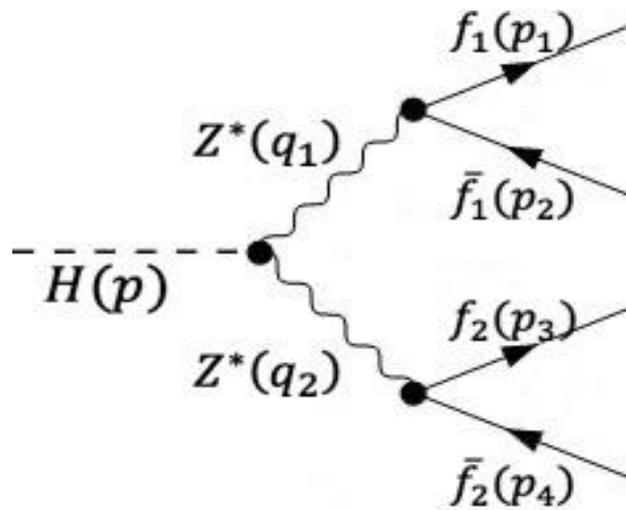


Рис. 1. Фейнмановская диаграмма процесса  $H \rightarrow Z^*Z^* \rightarrow 4l$ .

Согласно диаграмме, бозон Хиггса с импульсом  $p$  распадается на два векторных  $Z$  – бозона с импульсами  $q_1$  и  $q_2$ , после чего каждый виртуальный  $Z^*$  - бозон, в свою очередь, распадается на фермионные пары  $(f_1\bar{f}_1)$  и  $(f_2\bar{f}_2)$  (лептоны кварки).

Как видно из фейнмановской диаграммы, частицы  $f_1$  с импульсом  $p_1$  и  $f_2$  с импульсом  $p_3$  являются фермионами, тогда как частицы  $\bar{f}_1$  с импульсом  $p_2$  и  $\bar{f}_2$  с импульсом  $p_4$  являются антифермионами.

Теперь запишем матричный элемент (амплитуду) данного процесса:

$$\begin{aligned}
 M(H \rightarrow Z^*Z^* \rightarrow (f_1\bar{f}_1)(f_2\bar{f}_2)) &= \\
 &= -\frac{eM_H}{\cos^2 \theta_W \sin \theta_W ((p_1 + p_2)^2 - M_Z^2)((p_3 + p_4)^2 - M_Z^2)} \times \\
 &\times \bar{u}(p_1) \left( \frac{ie\gamma_\mu(1 + \gamma_5) \sin \theta_W}{2 \cos \theta_W} + \frac{ie\gamma_\mu(1 - \gamma_5) \left(\sin^2 \theta_W - \frac{1}{2}\right)}{2 \cos \theta_W \sin \theta_W} \right) v(p_2) \\
 &\times \bar{u}(p_3) \left( \frac{ie\gamma_\mu(1 + \gamma_5) \sin \theta_W}{2 \cos \theta_W} + \frac{ie\gamma_\mu(1 - \gamma_5) \left(\sin^2 \theta_W - \frac{1}{2}\right)}{2 \cos \theta_W \sin \theta_W} \right) v(p_4)
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь  $\bar{u}(p_1)$  и  $\bar{u}(p_3)$  — операторы рождения лептонов с импульсами  $p_1$  и  $p_3$  соответственно, а  $v(p_2)$  и  $v(p_4)$  — операторы рождения антилептонов с импульсами  $p_2$  и  $p_4$ ;  $\theta_W$  — угол Вайнберга. Здесь мы не учитываем спиральность конечных частиц. В матричный элемент (1) введём параметр Вайнберга  $x_W = \sin^2 \theta_W$  и приведём его к компактному виду:

$$\begin{aligned} M(H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow (f_1 \bar{f}_1)(f_2 \bar{f}_2)) &= \\ &= \frac{e^3 M_H}{4x_W^{3/2}(1-x_W)^2((p_1+p_2)^2-M_Z^2)((p_2+p_4)^2-M_Z^2)} \times \\ &\times \bar{u}(p_1) \left( \gamma_\mu(1+\gamma_5)x_W + \gamma_\mu(1-\gamma_5) \left( x_W - \frac{1}{2} \right) \right) v(p_2) \times \\ &\times \bar{u}(p_3) \left( \gamma_\mu(1+\gamma_5)x_W + \gamma_\mu(1-\gamma_5) \left( x_W - \frac{1}{2} \right) \right) v(p_4). \end{aligned} \quad (2)$$

Чтобы возвести этот матричный элемент в квадрат, прежде всего запишем его комплексно-сопряжённое выражение:

$$\begin{aligned} M^*(H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow (f_1 \bar{f}_1)(f_2 \bar{f}_2)) &= \\ &= \frac{e^3 M_H}{4x_W^{3/2}(1-x_W)^2((p_1+p_2)^2-M_Z^2)((p_2+p_4)^2-M_Z^2)} \times \\ &\times \bar{v}(p_2) \left( -x_W(1-\gamma_5)\gamma_\sigma - \left( x_W - \frac{1}{2} \right) (1+\gamma_5)\gamma_\sigma \right) u(p_1) \times \\ &\times \bar{v}(p_4) \left( -x_W(1-\gamma_5)\gamma_\rho - \left( x_W - \frac{1}{2} \right) (1+\gamma_5)\gamma_\rho \right) u(p_3). \end{aligned} \quad (3)$$

Затем, перемножив матричный элемент и его комплексно-сопряжённое выражение, вычислим квадрат модуля матричного элемента (предполагая, что в обоих распадах рождается одна и та же лептонная пара):

$$\begin{aligned} |M(H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow 4l)|^2 &= \frac{e^6 M_H^2}{2x_W^3(1-x_W)^4(M_H^2-M_Z^2)^4} \times \\ &\times (-4M_H^2 m_l^2(4x_W^2-2x_W+1)(8x_W^2-4x_W+1) + \\ &\quad + M_H^4(8x_W^2-4x_W+1)^2 + \\ &\quad + 4m_l^4(64x_W^4-64x_W^3+24x_W^2-4x_W+1)) \end{aligned} \quad (4)$$

При получении этой формулы были использованы следующие инвариантные величины:

$$\begin{aligned} (p \cdot p) &= M_H^2 \\ (p_1 \cdot p_1) &= m_l^2 \\ (p_2 \cdot p_2) &= m_l^2 \\ (p_3 \cdot p_3) &= m_l^2 \\ (p_4 \cdot p_4) &= m_l^2 \\ (p_1 \cdot p_2) &= \frac{M_H^2 - 2m_l^2}{2} \\ (p_1 \cdot p_3) &= \frac{M_H^2 - 2m_l^2}{2} \\ (p_1 \cdot p_4) &= \frac{M_H^2 - 2m_l^2}{2} \end{aligned}$$

$$(p_2 \cdot p_3) = \frac{M_H^2 - 2m_l^2}{2}$$

$$(p_2 \cdot p_4) = \frac{M_H^2 - 2m_l^2}{2}$$

Ширина распада бозона Хиггса в канале  $H \rightarrow Z^*Z^* \rightarrow 4l$  вычисляется по следующей формуле:

$$\Gamma(H \rightarrow Z^*Z^* \rightarrow (f_1\bar{f}_1)(f_2\bar{f}_2)) = \frac{(2\pi)^4}{E_H} |M(H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l)|^2 d\Phi(5)$$

Здесь  $d\Phi$ — фазовый объём конечных частиц, который задаётся выражением:

$$d\Phi = \int \delta(E_H - E_1 - E_2 - E_3 - E_4) \delta^3(\vec{p} - \vec{p}_1 - \vec{p}_2 - \vec{p}_3 - \vec{p}_4) \times \\ \times \frac{1}{4\pi E_1} \cdot \frac{1}{4\pi E_2} \cdot \frac{1}{4\pi E_3} \cdot \frac{1}{4\pi E_4} d^3\vec{p}_1 d^3\vec{p}_2 d^3\vec{p}_3 d^3\vec{p}_4(6)$$

Исследуем угловое распределение конечных лептонов. С этой целью введём полярные и азимутальные углы лептонов  $l_1$  и  $l_2$ —  $(\theta_1, 0)$  и  $(\theta_3, \varphi_3)$ — в системе покоя виртуальных векторных бозонов  $Z^*Z^*$  (рис.2). Тогда угловое распределение можно записать в следующем виде (Djouadi, 2005; Englert и Brout, 1964; Glashow, 1961):

$$\frac{d\Gamma(H \rightarrow Z^*Z^*)}{d(\cos \theta_1) d(\cos \theta_3) d\varphi_3} \sim \\ \sim \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_3 + \frac{1}{2\gamma_1\gamma_3(1 + \beta_1\beta_3)} \sin 2\theta_1 \sin 2\theta_3 \cos \varphi_3 \\ + \frac{1}{2\gamma_1^2\gamma_3^2(1 + \beta_1\beta_3)^2} [(1 + \cos^2 \theta_1)(1 + \cos^2 \theta_3) + \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_3 \cos 2\varphi_3] \\ - \frac{4A_{f_1}A_{f_3}}{\gamma_1\gamma_3(1 + \beta_1\beta_3)} [\sin \theta_1 \sin \theta_3 \cos \varphi_3 + \frac{1}{\gamma_1\gamma_3(1 + \beta_1\beta_3)} \cos \theta_1 \cos \theta_3](7)$$

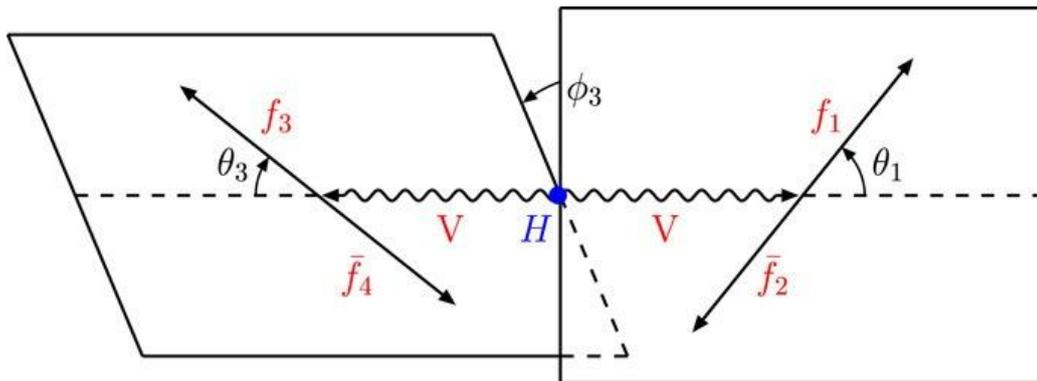


Рис. 2. Определение полярных и азимутальных углов.

Здесь

$$A_f = \frac{2v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2}, v_f = 2I_f^3 - 4Q_f \sin^2 \theta_W, a_f = 2I_f^3,$$

где  $I_f^3$ — третья проекция изоспина лептона,  $Q_f$ — электрический заряд лептона.  $\beta_1$  и  $\beta_3$ — скорости лептонов, а факторы  $\gamma_1$  и  $\gamma_3$  определяются как

$$\gamma_1 = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_1^2}}, \gamma_3 = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_3^2}}$$

Отметим, что при больших значениях массы бозона Хиггса зависимость от азимутального угла  $\varphi_3$  между плоскостями рождения лептонов исчезает. Интегрируя по полярным углам  $\theta_1$  и  $\theta_3$ , получаем:

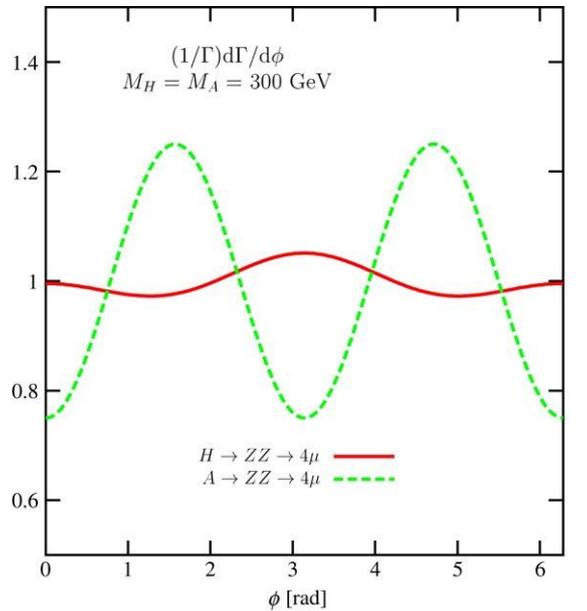
$$\frac{d\Gamma(H \rightarrow Z^*Z^*)}{d\varphi_3} \sim 1 + a_1 \cos \varphi_3 + a_2 \cos 2\varphi_3 \quad (8)$$

где коэффициенты  $a_1$  и  $a_2$  задаются выражениями:

$$a_1 = -\frac{9\pi^2}{32} \frac{\gamma_1 \gamma_3 (1 + \beta_1 \beta_3)}{\gamma_1^2 \gamma_3^2 (1 + \beta_1 \beta_3)^2 + 2} A_{f_1} A_{f_3},$$

$$a_2 = \frac{1}{2} \frac{1}{\gamma_1^2 \gamma_3^2 (1 + \beta_1 \beta_3)^2 + 2} \quad (9)$$

На рис. 3 показано распределение мюонов по азимутальному углу  $\varphi_3$  в распаде  $H \rightarrow Z^*Z^* \rightarrow 4\mu$  (Djouadi, 2005; Englert и Brout, 1964; Glashow, 1961). Как видно из рисунка, с увеличением азимутального угла вероятность распада возрастает и достигает максимума при  $\varphi_3 \approx 1,5$ рад. При дальнейшем увеличении угла вероятность уменьшается и около  $\varphi_3 \approx 3$ рад принимает минимальное значение, после чего снова возрастает, достигая максимума, и затем вновь уменьшается.



**Рис. 3.2.3.** Распределение ширины распада  $H \rightarrow Z^*Z^* \rightarrow 4\mu$  по азимутальному углу.

Теперь вычислим полную ширину распада в канале  $H \rightarrow Z^*Z^* \rightarrow 4l$ :

$$\Gamma(H \rightarrow Z^*Z^* \rightarrow 4l) = \frac{(2\pi)^4}{E_H} |M(H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l)|^2 d\Phi \quad (10)$$

где

$$d\Phi = \int \delta(E_H - E_1 - E_2 - E_3 - E_4) \delta^3(\vec{p} - \vec{p}_1 - \vec{p}_2 - \vec{p}_3 - \vec{p}_4) \times$$

$$\begin{aligned} & \times \frac{1}{4\pi E_1} \cdot \frac{1}{4\pi E_2} \cdot \frac{1}{4\pi E_3} \cdot \frac{1}{4\pi E_4} d^3\vec{p}_1 d^3\vec{p}_2 d^3\vec{p}_3 d^3\vec{p}_4 \\ & = \frac{((E_H - 2m_l)^2 - 4m_l^2)(8m_l^2 - 5M_H^2)}{256\pi^4 E_2 E_3 E_4} \end{aligned} \quad (11)$$

Подставляя квадрат модуля матричного элемента в формулу (10), получаем следующее выражение для ширины распада бозона Хиггса в канале  $H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow 4l$ : (Abdullayev и Qosayev, 2022; Abdullayev, и другие, 2014, с. 247–250; Abdullayev, и другие, 2014, с. 289–291).

$$\begin{aligned} \Gamma(H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow 4l) &= \frac{(2\pi)^4}{E_H} \cdot \frac{((E_H - 2m_l)^2 - 4m_l^2)(8m_l^2 - 5M_H^2)}{256\pi^4 E_2 E_3 E_4} \times \\ & \times \frac{e^6 M_H^2}{2x_W^3 (1 - x_W)^4 (M_H^2 - M_Z^2)^4} \times \\ & \times (-4M_H^2 m_l^2 (4x_W^2 - 2x_W + 1)(8x_W^2 - 4x_W + 1) + \\ & \quad + M_H^4 (8x_W^2 - 4x_W + 1)^2 + \\ & \quad + 4m_l^4 (64x_W^4 - 64x_W^3 + 24x_W^2 - 4x_W + 1)) = \\ & = \frac{e^6 (8m_l^2 - 5M_H^2) \left( (\sqrt{2}M_H - 2m_l)^2 - 4m_l^2 \right)}{256\sqrt{2}m_l^3 x_W^3 (1 - x_W)^4 (M_H^2 - M_Z^2)^4} \times \\ & \times (-4M_H^2 m_l^2 (4x_W^2 - 2x_W + 1)(8x_W^2 - 4x_W + 1) + \\ & \quad + M_H^4 (8x_W^2 - 4x_W + 1)^2 + \\ & \quad + 4m_l^4 (64x_W^4 - 64x_W^3 + 24x_W^2 - 4x_W + 1)) \end{aligned} \quad (12)$$

где учтено, что  $E_H = E_1 + E_2 + E_3 + E_4$  и  $E_H = \sqrt{p^2 + M_H^2}$ .

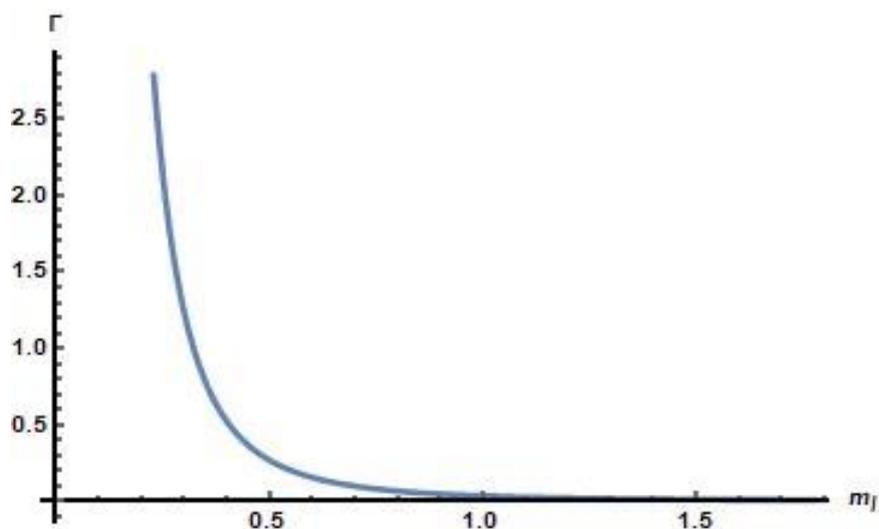
В формуле для  $\Gamma(H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow 4l)$  введём следующую замену:

$$\begin{aligned} R'(x) &= \frac{1}{x_W^3 (1 - x_W)^4} \times \\ & \times (-4M_H^2 m_l^2 (4x_W^2 - 2x_W + 1)(8x_W^2 - 4x_W + 1) + \\ & \quad + M_H^4 (8x_W^2 - 4x_W + 1)^2 + \\ & \quad + 4m_l^4 (64x_W^4 - 64x_W^3 + 24x_W^2 - 4x_W + 1)) \end{aligned} \quad (13)$$

С учётом функции  $R'(x)$ , заданной формулой (13), ширину распада бозона Хиггса в канале  $H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow 4l$  можно записать в виде (Hüseynov, 2012; Abdullaev и Guseinova, 2024; Abdullaev и Guseinova, 2024):

$$\Gamma(H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow 4l) = \frac{e^6 (8m_l^2 - 5M_H^2) \left( (\sqrt{2}M_H - 2m_l)^2 - 4m_l^2 \right)}{256\sqrt{2}m_l^3 (M_H^2 - M_Z^2)^4} R'(x) \quad (14)$$

Теперь построим график зависимости ширины распада бозона Хиггса в канале  $H \rightarrow Z^*Z^* \rightarrow 4l$  от массы лептона  $m_l$ . Примем массу бозона Хиггса равной  $M_H = 125$  ГэВ. Тогда получаем график, приведённый на рис. 4. Из графика видно, что с увеличением массы лептона  $m_l$  ширина распада уменьшается.



**Рис. 4.** Зависимость ширины распада процесса  $H \rightarrow Z^*Z^* \rightarrow 4l$  от массы лептона  $m_l$ .

### Заключение

Ширина распада бозона Хиггса в канале  $H \rightarrow Z^*Z^* \rightarrow 4l$  определяется следующим выражением:

$$\Gamma(H \rightarrow Z^*Z^* \rightarrow 4l) = \frac{e^6(8m_l^2 - 5M_H^2)((\sqrt{2}M_H - 2m_l)^2 - 4m_l^2)}{256\sqrt{2}m_l^3(M_H^2 - M_Z^2)^4} R'(x).$$

Анализ данного процесса показывает, что вероятность распада бозона Хиггса на четыре тяжёлых лептона ( $\tau$  и  $\mu^-$ ) является малой.

### Литература

1. Abdullaev, S.K., Guseinova, N.M. (2024). Proses  $H \rightarrow Z^*Z^* \rightarrow 4l$ . “Yaşıl Dünya Naminə Həmrəylik İli” nə həsr olunmuş “Fizika və astronomiya problemləri” adlı XXIV Ümumrespublika Elmi konfransının materialı, 17 may.
2. Abdullaev, S.K., Guseinova, N.M. (2024). Rəspad bozona Khiggsa na glyuoni. “Gələcəyin alimləri” adlı tələbələrin IX Respublika Elmi konfransının materialları, 19 aprel.
3. Abdullayev, S.Q., Qocayev, M.Ş. (2022). Lepton-lepton və lepton-hadron elektrozaif qarşılıqlı təsir proseslərində asimetriyalar. Monoqrafiya. Füyuzat nəşr.
4. Abdullayev, S.Q., Qocayev, M.Ş., Saddih, F.A. (2014). Hiqqz bozonun kalibrənmə bozonlara çevrilmələri:  $H \rightarrow VV, H \rightarrow VV^*$ . “Fizikanın müasir problemləri” adlı VIII Respublika konfransı, 24 – 25 dekabr, 247–250.
5. Abdullayev, S.Q., Qocayev, M.Ş., Saddih, F.A. (2014). Hiqqz bozonun lepton (kvark) cütünə çevrilməsi. “Fizikanın müasir problemləri” adlı VIII Respublika konfransı, 24 – 25 dekabr, 289–291.
6. Boe, A., OGREID, O.M. et all. (n.d.). Higgs production: CP-studies in  $e^+e^-$  collisions. arXiv: hep-ph / 9811505.
7. Bredenstein, A., Demner, A., Dittmaier, S. and Weber M.M. (2006). Precise predictions for the

*Higgs-boson decay  $H \rightarrow WW/ZZ \rightarrow 4$  leptons.* arXiv: hep-ph / 0604011v2 5 Jul.

8. Breitweg, J. et al. (2000). Measurement of azimuthal asymmetries in deep inelastic scattering. *Phys. Lett.*, 481, 199–212; e-Print Archive: hep-ex/0003017.
9. Djouadi, A. (2005). *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. Tome I: The Higgs boson in the Standard Model.* arXiv: hep-ph/0503172v2, DOI: 10.1016/j.physrep.2007.10.004
10. Englert, F., Brout, R. (1964). Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Physical Review Letters*, 13(9), 321–323.
11. Glashow, S.L. (1961). Partial symmetry of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4), 579–588.
12. Hüseyinov, V.A. (2012). *Kvant elektrodinamikası. Şərq-Qərb.*

Поступило: 02.11.2025

Принято: 13.02.2026