

UOT 539. 12-17

MÜON-ANTİMÜON TOQQUŞMASINDA
HIQQS BOZONUN YARANMASI

S.Q.ABDULLAYEV, M.Ş.QOCAYEV, F.A.SADDİH

*Bakı Dövlət Universiteti**s_abdullayev@mail.ru, m_qocayev@mail.ru, f_seddig@yahoo.com*

Standart model çərçivəsində uzununa (eninə) polarizə olunmuş müon-antimüon toqquşmasında Hiqqz bozonun yaranması prosesinə baxılmışdır: $\mu^- \mu^+ \Rightarrow (\gamma^; Z^*; H^*) \Rightarrow f\bar{f}$, burada f -fundamental zərrəciklər cütüdür və əsasən $\tau^- \tau^+$ - və ya $b\bar{b}$ -cütü olduğu hesab olunur. Müəyyən edilmişdir ki, fotonla və Z-bozonla mübadilə diaqramına, həmçinin də Hiqqz bozonla mübadiləyə yalnız dörd spiral amplitud uyğun gəlir. Spiral proseslərin effektiv kəşikləri üçün analitik ifadələr alınmış, Hiqqz bozonla mübadilə diaqramına xüsusi diqqət ayrılmışdır. Hiqqz bozonun CP-cütlüyü haqqında informasiyanın alınması yolları araşdırılmışdır.*

Açar sözlər: *Hiqqz bozon, sol və sağ rabitə sabitləri, Vaynberq parametri, spiral amplitudlar, spirallıq, kütlə mərkəzi sistemi.*

$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)$ simmetriya qrupuna əsaslanan Standart Model (SM) kvarklarla leptonların güclü, elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsirlərini yüksək səviyyədə təsvir edir [1,2]. SM-in əsas müddəələrindən biri də daxili simmetriyanın spontan pozulması mexanizmidir. Modeldə kompleks skalyar $SU(2)$ duplet sahə daxil edilmişdir ki, bu sahənin neytral komponenti sıfırdan fərqli vakuüm qiymətinə malikdir. Elektrozəif simmetriya qrupu $SU(2)_L \times U(1)_Y$ spontan olaraq pozulur, nəticədə skalyar duplet sahəsinin üç komponenti, W^\pm - və Z^0 -vektor bozonlar tərəfindən udulur, həmin bozonlar kütlə qazanaraq əlavə sərbəstlik dərəcəsi alır. Yerdə qalan neytral skalyar sahə Hiqqz bozon sahəsi adlanır. Böyük Hadron Kollayderində aparılan eksperimentlərdə artıq Hiqqz bozon kəşf edilmişdir [3-5]. Onun kütləsinin 125 GeV tərtibində olduğu məlum olmuşdur. Hiqqz bozonun kəşfi ilə əlaqədar olaraq onun müxtəlif yaranma və çevrilmə kanallarının nəzəri öyrənilməsinə son illərdə mühüm diqqət ayrılmışdır [2, 6-14].

Məlumdur ki, Hiqqz bozonun fundamental fermionlarla qarşılıqlı təsir

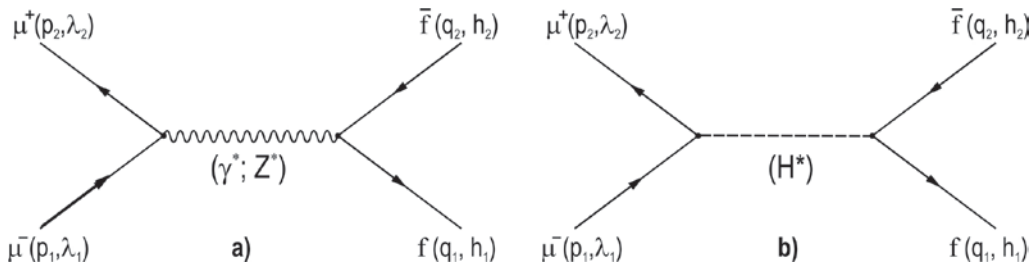
sabiti fermionun kütləsi m_f ilə mütənasibdir [1]. Odur ki, Hiqqz bozonun müonlarla qarşılıqlı təsir sabiti elektronlarla qarşılıqlı təsir sabitindən təqribən $m_\mu / m_e \sim 200$ dəfə böyükdür. Deməli, müon sürətləndiricilərində Hiqqz bozonun yaranması ehtimalı daha yüksəkdir. Son illərdə məhz müon sürətləndiricilərinə olan diqqət də xeyli artmışdır [2].

Təqdim olunan işdə uzununa (eninə) polarizə olunmuş müon-antimüon toqquşmasında fundamental fermionlar ($\tau^- \tau^+$ -cütü və ya $b\bar{b}$ -kvark cütü) yaranması proseslərinə baxılmışdır:

$$\mu^-(p_1, \lambda_1) + \mu^+(p_2, \lambda_2) \Rightarrow \gamma^*; Z^*; H^* \Rightarrow f(q_1, h_1) + \bar{f}(q_2, h_2). \quad (1)$$

Burada $p_1(\lambda_1)$, $p_2(\lambda_2)$, $q_1(h_1)$ və $q_2(h_2)$ – uyğun olaraq müon, antimüon, fermion və antifermionun 4-ölçülü impulsarı (spirallıqları); γ^* , Z^* və H^* – aralıq foton, Z -bozon və Hiqqz bozondur.

Prosesin Feynman diaqramları 1-ci şəkildə təsvir edilmişdir. Qeyd edək ki, a) diaqramı fotonla və Z^0 -bozonla mübadiləyə, b) diaqramı isə Hiqqz bozonla mübadiləyə uyğundur.



Şəkl. 1. $\mu^- \mu^+ \Rightarrow (\gamma^*; Z^*; H^*) \Rightarrow f\bar{f}$ prosesinin Feynman diaqramları.

Əvvəlcə a) diaqramının hesablanması ilə məşğul olaq. SM çərçivəsində a) diaqramına uyğun amplitud aşağıdakı kimi yazılır [1]:

$$M_a(\mu^- \mu^+ \Rightarrow \gamma^*; Z^* \Rightarrow f\bar{f}) = \frac{e^2}{4} \left\{ F_{LL} [\bar{v}(p_2, \lambda_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_1, \lambda_1)] [\bar{u}(q_1, h_1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) v(q_2, h_2)] + F_{LR} [\bar{v}(p_2, \lambda_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_1, \lambda_1)] [\bar{u}(q_1, h_1) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v(q_2, h_2)] + F_{RL} [\bar{v}(p_2, \lambda_2) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p_1, \lambda_1)] [\bar{u}(q_1, h_1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) v(q_2, h_2)] + F_{RR} [\bar{v}(p_2, \lambda_2) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p_1, \lambda_1)] [\bar{u}(q_1, h_1) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v(q_2, h_2)] \right\}. \quad (2)$$

Burada F_{LL} , F_{LR} , F_{RL} və F_{RR} – spiral amplitudlar:

$$\begin{aligned}
F_{LL} &= \frac{Q_\mu Q_f}{s} + D_Z(s) g_L(\mu) g_L(f), \\
F_{LR} &= \frac{Q_\mu Q_f}{s} + D_Z(s) g_L(\mu) g_R(f), \\
F_{RL} &= \frac{Q_\mu Q_f}{s} + D_Z(s) g_R(\mu) g_L(f), \\
F_{RR} &= \frac{Q_\mu Q_f}{s} + D_Z(s) g_R(\mu) g_R(f);
\end{aligned} \tag{3}$$

$g_L(\mu)$ və $g_R(\mu)$ ($g_L(f)$ və $g_R(f)$) – müonun (fermionun) Z^0 -bozonla qarşılıqlı təsirinə sol və sağ rabitə sabitləri:

$$\begin{aligned}
g_L(\mu) &= \frac{-1/2 + x_w}{\sqrt{x_w(1-x_w)}}, & g_R(\mu) &= \sqrt{\frac{x_w}{1-x_w}}, \\
g_L(f) &= \frac{I_3^f - Q_f x_w}{\sqrt{x_w(1-x_w)}}, & g_R(f) &= -Q_f \sqrt{\frac{x_w}{1-x_w}}.
\end{aligned} \tag{4}$$

$x_w = \sin^2 \theta_w$ – Vaynberq parametri; I_3^f və Q_f -fermionun zəif izospininin üçüncü proyeksiyası və elektrik yükü; $D_Z(s) = (s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z)^{-1}$; \sqrt{s} – kütlə mərkəzi sistemində $\mu^- \mu^+$ -cütünün tam enerjisi; M_Z və Γ_Z -aralığı Z^0 -bozonun kütləsi və tam enidir.

Fundamental fermionların kalibrəşmə sahələri ilə qarşılıqlı təsiri vektor və aksial-vektor xarakterlidir. Yüksək enerjilərdə belə qarşılıqlı təsirlərdə fermionların spirallığı saxlanılır. Spirallığın saxlanması tələb edir ki, toqquşan müon və antimüon əks spirallıqlara malik olmalıdır: $\mu_L^- \mu_R^+$ və ya $\mu_R^- \mu_L^+$. Burada μ_L^- – sol polyarizə olunmuş müon, μ_R^+ – isə sağ polyarizə olunmuş antimüondür. Son haldakı fermion-antifermion cütü də eyni xassələrə malik olmalıdır: $f_L \bar{f}_R$ və ya $f_R \bar{f}_L$. Deməli, (2) matris elementindən aydın görüldüyü kimi, (1) prosesinə dörd spiral amplitud uyğun gəlir: F_{LL} , F_{LR} , F_{RL} və F_{RR} (burada birinci və ikinci indekslər müonla fermionun spirallıqlarını göstərir). Həmin spiral amplitudlar

$$\begin{aligned}
\mu_L^- + \mu_R^+ &\Rightarrow f_L + \bar{f}_R, & \mu_L^- + \mu_R^+ &\Rightarrow f_R + \bar{f}_L, \\
\mu_R^- + \mu_L^+ &\Rightarrow f_L + \bar{f}_R, & \mu_R^- + \mu_L^+ &\Rightarrow f_R + \bar{f}_L
\end{aligned}$$

proseslərini təsvir edir.

$\mu_L^- + \mu_R^+ \Rightarrow f_L + \bar{f}_R$ prosesinin matris elementini kvadrata yüksəldək:

$$\left| M_a(\mu_L^- \mu_R^+ \Rightarrow f_L \bar{f}_R) \right|^2 = \frac{e^4}{16} |F_{LL}|^2 T_{\mu\nu}^{(1)} \cdot T_{\mu\nu}^{(2)}. \tag{5}$$

Burada $T_{\mu\nu}^{(1)}$ və $T_{\mu\nu}^{(2)}$ – başlanğıc və son zərrəciklərin 4-ölçülü impulslarından

asilı tenzorlardır:

$$\begin{aligned}
T_{\mu\nu}^{(1)} &= Sp[\nu(p_2, \lambda_2 = 1)\bar{\nu}(p_2, \lambda_2 = 1)\gamma_\mu(1 + \gamma_5)u(p_1, \lambda_1 = -1)\bar{u}(p_1, \lambda_1 = -1)\gamma_\nu(1 + \gamma_5)] = \\
&= Sp\left[\frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\hat{p}_2\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\hat{p}_1\gamma_\nu(1 + \gamma_5)\right] = \\
&= 8[p_{1\mu}p_{2\nu} + p_{2\mu}p_{1\nu} - (p_1 \cdot p_2)g_{\mu\nu} - i\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}p_{1\rho}p_{2\sigma}], \quad (6)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
T_{\mu\nu}^{(2)} &= Sp[u(q_1, h_1 = -1)\bar{u}(q_1, h_1 = -1)\gamma_\mu(1 + \gamma_5)v(q_2, h_2 = 1)\bar{v}(q_2, h_2 = 1)\gamma_\nu(1 + \gamma_5)] = \\
&= Sp\left[\frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\hat{q}_1\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\cdot\frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\hat{q}_2\gamma_\nu(1 + \gamma_5)\right] = \\
&= 8[q_{1\mu}q_{2\nu} + q_{2\mu}q_{1\nu} - (q_1 \cdot q_2)g_{\mu\nu} + i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}q_{1\alpha}q_{2\beta}]. \quad (7)
\end{aligned}$$

Burada nəzərə alınmışdır ki, sol polyarizə olunmuş fermion və sağ polyarizə olunmuş antifermion üçün yüksək enerjilərdə

$$u(q_1, h_1 = -1)\bar{u}(q_1, h_1 = -1) = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\hat{q}_1, \quad v(q_2, h_2 = 1)\bar{v}(q_2, h_2 = 1) = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\hat{q}_2 \quad (8)$$

münasibətləri doğrudur [1].

$T_{\mu\nu}^{(1)}$ və $T_{\mu\nu}^{(2)}$ tenzorlarının bir-birinə vurulması nəticəsində kütlə mərkəzi sistemində alırıq:

$$\left|M_a(\mu_L^-\mu_R^+ \Rightarrow f_L\bar{f}_R)\right|^2 = 16e^4|F_{LL}|^2(p_1 \cdot q_2)(p_2 \cdot q_1) = e^4 \cdot s^2|F_{LL}|^2(1 + \cos\theta)^2, \quad (9)$$

burada θ – müonla fermionun impulsarı arasındakı bucaqdır. Analoji şəkildə digər amplitudların kvadratlarını hesablaya bilərik:

$$\begin{aligned}
\left|M_a(\mu_L^-\mu_R^+ \Rightarrow f_R\bar{f}_L)\right|^2 &= e^4s^2|F_{LR}|^2(1 - \cos\theta)^2, \\
\left|M_a(\mu_R^-\mu_L^+ \Rightarrow f_L\bar{f}_R)\right|^2 &= e^4s^2|F_{RL}|^2(1 - \cos\theta)^2, \\
\left|M_a(\mu_R^-\mu_L^+ \Rightarrow f_R\bar{f}_L)\right|^2 &= e^4s^2|F_{RR}|^2(1 + \cos\theta)^2.
\end{aligned} \quad (10)$$

Spiral $\mu_L^- + \mu_R^+ \Rightarrow f_L + \bar{f}_R$ prosesinin effektiv kəsiyi

$$\begin{aligned}
d\sigma_a(\mu_L^-\mu_R^+ \Rightarrow f_L\bar{f}_R) &= \frac{(2\pi)^4}{2S}\left|M_a(\mu_L^-\mu_R^+ \Rightarrow f_L\bar{f}_R)\right|^2 \times \\
&\times \frac{d\vec{q}_1}{(2\pi)^3 \cdot 2E_1} \cdot \frac{d\vec{q}_2}{(2\pi)^3 \cdot 2E_2} \delta(p_1 + p_2 - q_1 - q_2) \quad (11)
\end{aligned}$$

ifadəsi ilə verilir. Son zərrəciklərin impulslarına görə inteqrallanmanı kütlə mərkəzi sistemində yerinə yetirək. Həmin sistemdə $p_1 + p_2 = q_1 + q_2 = (\sqrt{s}, 0)$ və

$$\int \delta(p_1 + p_2 - q_1 - q_2) \frac{d\bar{q}_1}{E_1} \cdot \frac{d\bar{q}_2}{E_2} =$$

$$= \int \delta(\sqrt{s} - 2E_1) dE_1 d\Omega = \int \frac{1}{2} d\Omega = \frac{1}{2} \cdot 2\pi d \cos \theta = \pi d \cos \theta$$

olduğundan spiral effektiv kəsiklər üçün alırıq (spirallıq saxlanıldığından müxtəlif spiral amplitudlar arasında interferensiya baş vermir):

$$\frac{d\sigma_a}{d \cos \theta} (\mu_L^- \mu_R^+ \Rightarrow f_L \bar{f}_R) = \frac{\pi \alpha^2}{2} N_C \cdot s |F_{LL}|^2 (1 + \cos \theta)^2,$$

$$\frac{d\sigma_a}{d \cos \theta} (\mu_L^- \mu_R^+ \Rightarrow f_R \bar{f}_L) = \frac{\pi \alpha^2}{2} N_C \cdot s |F_{LR}|^2 (1 - \cos \theta)^2,$$

$$\frac{d\sigma_a}{d \cos \theta} (\mu_R^- \mu_L^+ \Rightarrow f_L \bar{f}_R) = \frac{\pi \alpha^2}{2} N_C \cdot s |F_{RL}|^2 (1 - \cos \theta)^2,$$

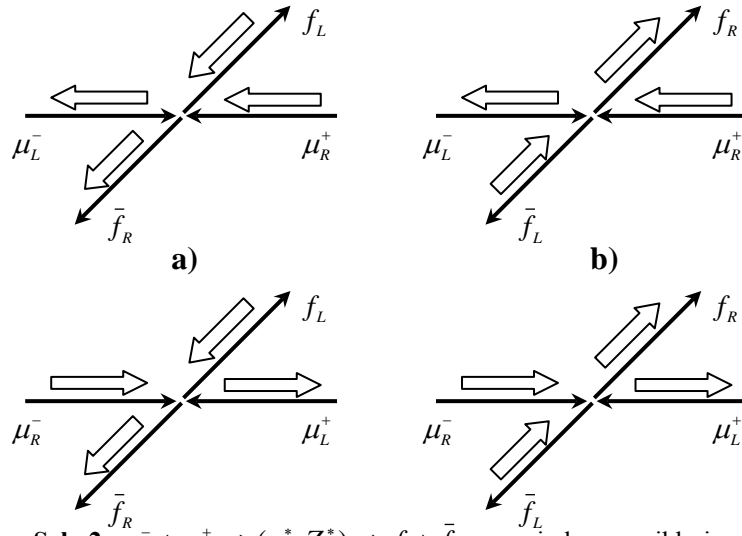
$$\frac{d\sigma_a}{d \cos \theta} (\mu_R^- \mu_L^+ \Rightarrow f_R \bar{f}_L) = \frac{\pi \alpha^2}{2} N_C \cdot s |F_{RR}|^2 (1 + \cos \theta)^2.$$
(12)

Burada N_C – rəng vuruğudur ($\tau^- \tau^+$ -cütü yarananda $N_C=1$, $b\bar{b}$ -cütü yarananda isə $N_C=3$ -dür).

Spiral effektiv kəsiklərin ifadələrindən görünür ki, $\theta=0$ olduqda $\mu_L^- + \mu_R^+ \Rightarrow \Rightarrow f_R + \bar{f}_L$ və $\mu_R^- + \mu_L^+ \Rightarrow f_L + \bar{f}_R$ proseslərinin effektiv kəsikləri, $\theta = \pi$ olduqda isə $\mu_L^- + \mu_R^+ \Rightarrow f_L + \bar{f}_R$ və $\mu_R^- + \mu_L^+ \Rightarrow f_R + \bar{f}_L$ proseslərinin effektiv kəsikləri sıfır olur. Bu fakt spiral proseslərdə tam momentin saxlanma qanunu ilə bağlıdır.

2-ci şəkildə spiral proseslərdə zərrəciklərin impuls və spinlərinin istiqamətləri oxlarla təsvir edilmişdir. $\mu_R^- + \mu_L^+ \Rightarrow f_L + \bar{f}_R$ spiral prosesində başlanğıc zərrəciklərin spin momentlərinin müonun impulsu istiqamətinə yönəlmiş Z oxu üzərindəki proyeksiyası $J_z = +1$ -dir. Fermionun çıxış bucağı $\theta=0$ olduğu halda son zərrəciklərin spinlərinin həmin ox üzərindəki proyeksiyası isə -1 -ə bərabərdir. Deməli, tam impuls momenti saxlanılmadığından ($\mu^- + \mu^+ \Rightarrow f + \bar{f}$ prosesində tam impuls momenti spin momentlərinin cəminə bərabərdir) $\theta=0$ olduqda $\mu_R^- + \mu_L^+ \Rightarrow f_L + \bar{f}_R$ prosesi qadağan olunmuşdur.

Şəkildən görüldüyü kimi, başlanğıc (son) zərrəciklərin spinləri bütün hallarda bir-birinə paraleldir, onların cəmi vahid verir. Məhz belə də olmalıdır, çünki qarşılıqlı təsirlərin ötürücüləri olan foton və aralıq Z -bozonun spini vahiddir.



Şəkl. 2. $\mu^- + \mu^+ \Rightarrow (\gamma^*, Z^*) \Rightarrow f + \bar{f}$ prosesində zərrəciklərin impuls və spinlərinin istiqamətləri.

Polyarizə olunmamış zərrəciklər halında a) diaqramına uyğun diferensial və tam effektiv kəsiklər aşağıdakı ifadələrlə verilir:

$$\frac{d\sigma_a(\mu^- \mu^+ \Rightarrow \gamma^*; Z^* \Rightarrow \bar{f}f)}{d \cos \theta} = \frac{\pi\alpha^2}{2} N_C \cdot s \{ [|F_{LL}|^2 + |F_{RR}|^2](1 + \cos \theta)^2 + [|F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2](1 - \cos \theta)^2 \}, \quad (13)$$

$$\sigma_a(\mu^- \mu^+ \Rightarrow \gamma^*; Z^* \Rightarrow \bar{f}f) = \frac{\pi\alpha^2}{2} N_C \cdot s [|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{RR}|^2]. \quad (14)$$

İndi də Hiqqz bozonla mübadilə diaqramının hesablanmasına keçək. Feynman qaydaları əsasında b) diaqramına uyğun matris elementini yazaq:

$$M_b(\mu^- \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow \bar{f}f) = \frac{m_\mu}{\eta} \cdot \frac{m_f}{\eta} \cdot [\bar{u}(q_1, h_1)v(q_2, h_2)] \times D_H(s) \cdot [v(p_2, h_2)u(p_1, h_1)].$$

Burada

$$D_H(s) = (s - M_H^2 + iM_H\Gamma_H)^{-1} \quad (15)$$

– H -bozonun propaqatoru; M_H və Γ_H – onun kütləsi ilə tam eni;

$\eta = M_Z \sqrt{\frac{x_w(1-x_w)}{\pi\alpha}}$ – Hiqqz bozon sahəsinin vakuüm qiymətidir. Matris elementini kvadrata yüksəldək:

$$\begin{aligned}
|M_b|^2 &= M_b M_b^+ = \left(\frac{m_\mu \cdot m_f}{\eta^2} \right)^2 |D_H(s)|^2 T_1 \cdot T_2, \\
T_1 &= Sp[\nu(p_2, \lambda_2) \bar{\nu}(p_2, \lambda_2) u(p_1, \lambda_1) \bar{u}(p_1, \lambda_1)] = \\
&= Sp \left[\frac{1 + \lambda_2 \gamma_5}{2} \hat{p}_2 \cdot \frac{1 - \lambda_1 \gamma_5}{2} \hat{p}_1 \right] = (1 + \lambda_1 \lambda_2)(p_1 \cdot p_2), \\
T_2 &= Sp[u(q_1, h_1) \bar{u}(q_1, h_1) \nu(q_2, h_2) \bar{\nu}(q_2, h_2)] = \\
&= Sp \left[\frac{1 - h_1 \gamma_5}{2} \hat{q}_1 \cdot \frac{1 + h_2 \gamma_5}{2} \hat{q}_2 \right] = (1 + h_1 h_2)(q_1 \cdot q_2). \tag{16}
\end{aligned}$$

Kütlə mərkəzi sistemində H -bozonla mübadilə diaqramının kvadratı üçün alırıq:

$$|M_b(\mu^- \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow f\bar{f})|^2 = \left(\frac{m_\mu m_f}{\eta^2} \right)^2 |D_H(s)|^2 \frac{s^2}{4} (1 + \lambda_1 \lambda_2)(1 + h_1 h_2). \tag{17}$$

Həmin diaqrama uyğun diferensial effektiv kəsik bərabərdir:

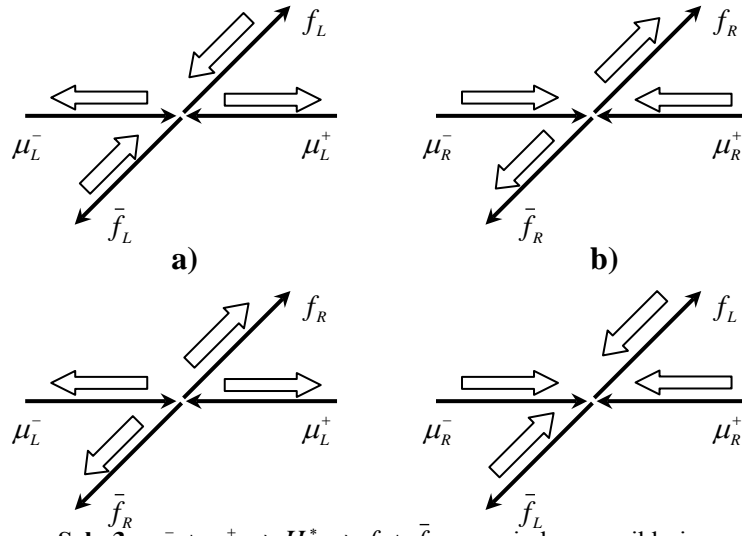
$$\frac{d\sigma_b}{d \cos \theta} = \frac{\pi \alpha^2}{128} \cdot \frac{s N_c}{x_w^2 (1 - x_w)^2} |D_H(s)|^2 \left(\frac{m_\mu m_f}{M_Z^2} \right)^2 (1 + \lambda_1 \lambda_2)(1 + h_1 h_2). \tag{18}$$

Göründüyü kimi, H -bozonla mübadilə prosesində fermionun bucaqlara görə paylanması, Z -bozonla və fotonla mübadilə proseslərindən tam fərqli olaraq, izotropdur, yəni bucaqlardan asılı deyildir.

Diferensial effektiv kəsiyin (18) ifadəsindən aydın olur ki, b) diaqramına da dörd spiral proses uyğun gəlir:

- 1) bütün zərrəciklər sol polyarizə olunmuşdur: $\mu_L^- + \mu_L^+ \Rightarrow f_L + \bar{f}_L$;
- 2) bütün zərrəciklər sağ polyarizə olunmuşdur: $\mu_R^- + \mu_R^+ \Rightarrow f_R + \bar{f}_R$;
- 3) başlanğıc zərrəciklər sol, son zərrəciklər isə sağ polyarizə olunmuşdur: $\mu_L^- + \mu_L^+ \Rightarrow f_R + \bar{f}_R$;
- 4) başlanğıc zərrəciklər sağ, son zərrəciklər isə sol polyarizə olunmuşdur: $\mu_R^- + \mu_R^+ \Rightarrow f_L + \bar{f}_L$.

Bütün bu hallarda zərrəciklərin impulslarının və spinlərinin istiqamətləri 3-cü şəkildə oxlarla təsvir edilmişdir.



Şək. 3. $\mu^- + \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow f + \bar{f}$ prosesində zərrəciklərin impuls və spinlərinin istiqamətləri

Şəkildən görüldüyü kimi, bütün hallarda başlanğıc (son) zərrəciklərin spinləri əks yönəlmişdir və onların cəmi sifra bərabərdir. Qarşılıqlı təsirin ötürücüsü olan Hiqqz bozonun spini də sifirdir.

Bütün bu spiral proseslərin diferensial effektiv kəsikləri eyni ifadə ilə təyin olunur:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_b}{d\cos\theta}(\mu^-_L\mu^+_L \Rightarrow f_L\bar{f}_L) &= \frac{d\sigma_b}{d\cos\theta}(\mu^-_R\mu^+_R \Rightarrow f_R\bar{f}_R) = \frac{d\sigma_b}{d\cos\theta}(\mu^-_L\mu^+_L \Rightarrow f_R\bar{f}_R) = \\ &= \frac{d\sigma_b}{d\cos\theta}(\mu^-_R\mu^+_R \Rightarrow f_L\bar{f}_L) = \frac{\pi\alpha^2}{32} \cdot \frac{sN_C}{x_w^2(1-x_w)^2} |D_H(s)|^2 \cdot \left(\frac{m_\mu m_f}{M_Z^2}\right)^2. \end{aligned} \quad (19)$$

Başlanğıc zərrəciklərin spin hallarına görə ortalanmış, son zərrəciklərin spinlərinə görə cəmlənmiş tam effektiv kəsik

$$\sigma_b(\mu^- \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow \bar{f}f) = \frac{\pi\alpha^2}{16} \cdot \frac{sN_C}{x_w^2(1-x_w)^2} |D_H(s)|^2 \cdot \left(\frac{m_\mu m_f}{M_Z^2}\right)^2 \quad (20)$$

ifadəsi ilə verilir. Həmin effektiv kəsik $s = M_H^2$ olduqda, yəni H -bozon rezonansında maksimal qiymət alır. Qeyd etmək lazımdır ki, a) və b) diaqramları (ümumiyyətlə, vektor və aksial vektor qarşılıqlı təsirlərlə skalyar və psevdoskalyar qarşılıqlı təsirlər) arasında interferensiya baş vermir.

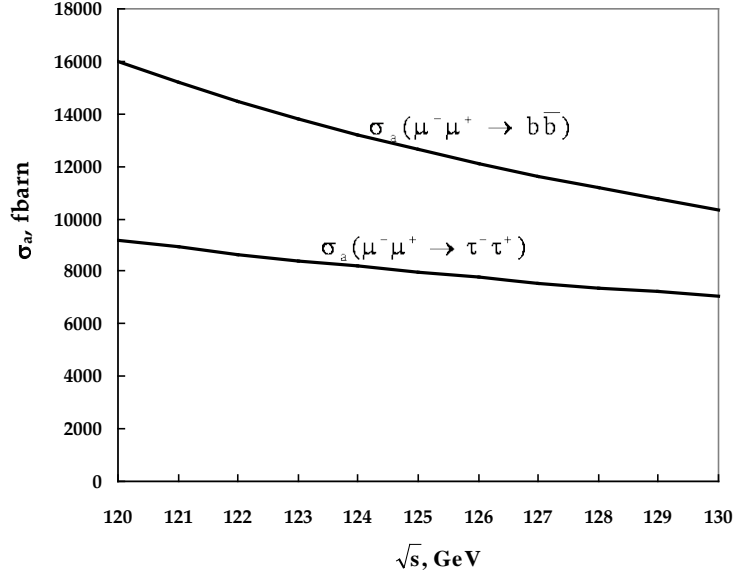
Hiqqz bozonun kütləsinin $M_H = 125 \text{ GeV}$ qiymətində

$$\mu^- + \mu^+ \Rightarrow (\gamma^*, Z^*) \Rightarrow \tau^- + \tau^+, \quad \mu^- + \mu^+ \Rightarrow (H^*) \Rightarrow \tau^- + \tau^+$$

və

$$\mu^- + \mu^+ \Rightarrow (\gamma^*, Z^*) \Rightarrow b + \bar{b}, \quad \mu^- + \mu^+ \Rightarrow (H^*) \Rightarrow b + \bar{b}$$

proseslərinin effektiv kəsiklərinin enerjiden asılılıq qrafikləri 4 və 5-ci şəkillərdə təsvir edilmişdir. Hiqqs bozonun tam eni $\Gamma_H = 4 \text{ MeV}$ qəbul edilmişdir [2]. Digər parametrlərin qiymətləri aşağıdakı kimidir: $x_w = 0,232$, $M_Z = 91,1875 \text{ GeV}$, $\Gamma_Z = 2,4952 \text{ GeV}$, $m_\mu = 0,1056 \text{ GeV}$, $m_\tau = 1,777 \text{ GeV}$, $m_b = 4,88 \text{ GeV}$.



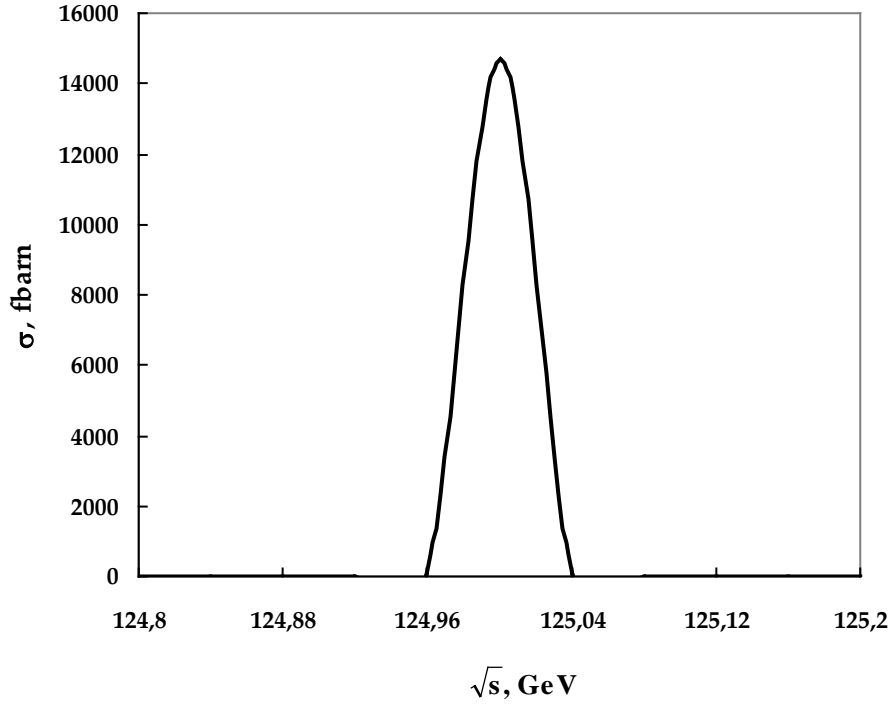
Şək. 4. $\mu^- \mu^+ \Rightarrow (\gamma^*; Z^*) \Rightarrow \tau^- \tau^+$ və $\mu^- \mu^+ \Rightarrow (\gamma^*, Z^*) \Rightarrow b \bar{b}$ proseslərinin effektiv kəsiklərinin enerjiden asılılığı.

Maraqlı suallardan biri də Hiqqs bozonun CP xassələri ilə bağlıdır. Bu xassələrin öyrənilməsində $\mu^- + \mu^+ \Rightarrow (H^*) \Rightarrow f + \bar{f}$ prosesi xüsusi əhəmiyyətə malikdir. Hesab edirlər ki, $f\bar{f}$ -cütünün H -bozonla qarşılıqlı təsiri həm CP -cüt, həm də CP -tək komponentlərinə malikdir [2]:

$$L_{ffH} = \frac{m_f}{\eta} \bar{f}(a + b\gamma_5)f \cdot H. \quad (21)$$

Burada $a=1$, $b=0$ halı H -bozonun CP -cüt, $a=0$, $b=1$ halı isə CP -tək halına uyğundur. Ümumi halda $\mu^- + \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow f + \bar{f}$ prosesinin matris elementi aşağıdakı kimi yazılır (müxtəlif zərrəciklər üçün a və b əmsallarını fərqli hesab edirik):

$$M_b(\mu^- \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow f\bar{f}) = \frac{m_\mu m_f}{\eta^2} D_H(s) \times \\ \times [\bar{u}(q_1)(a + b\gamma_5)v(q_2)][\bar{v}(p_2, s_2)(a_1 + b_1\gamma_5)u(p_1, s_1)], \quad (22)$$



Şək. 5. $\mu^- \mu^+ \Rightarrow (H^*) \Rightarrow b\bar{b}$ prosesinin effektiv kəsiyinin enerjidən asılılığı.

burada s_1 və s_2 – müonla antimüonun 4-ölçülü spin vektorlarıdır. (22) matris elementinin kvadratı bərabərdir (fermionla antifermionun spin hallarına görə cəmlənmə aparılır):

$$\begin{aligned}
 |M_b(\mu^- \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow f\bar{f})|^2 &= \left(\frac{m_\mu m_f}{\eta^2} \right)^2 |D_H(s)|^2 \cdot 4(q_1 \cdot q_2)(|a|^2 + |b|^2) \{ [|a_1|^2 + |b_1|^2] \times \\
 &\times [(p_1 \cdot p_2) + m_\mu^2(s_1 \cdot s_2)] + [|a_1|^2 - |b_1|^2] [-m_\mu^2 - (p_1 \cdot p_2)(s_1 \cdot s_2) + (p_1 \cdot s_2)(p_2 \cdot s_1)] - \\
 &- 2\text{Re}(a_1 \cdot b_1^*) m_\mu ((p_2 \cdot s_1) + (p_1 \cdot s_2)) + 2\text{Im}(a_1 b_1^*) p_{1\mu} p_{2\nu} s_{2\rho} s_{1\sigma} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \}. \quad (23)
 \end{aligned}$$

Əvvəlcə $\mu^- \mu^+$ -cütünün uzununa polarizə olduğunu fərz edək. Bu halda $\mu^- + \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow f + \bar{f}$ prosesinin tam effektiv kəsiyi aşağıdakı şəkildə alırıq:

$$\begin{aligned}
 \sigma_b(\lambda_1, \lambda_2) &= \frac{N_c}{16\pi} \left(\frac{m_f m_\mu}{\eta} \right)^2 |D_H(s)|^2 s(|a|^2 + |b|^2) \times \\
 &\times \{ [|a_1|^2 + |b_1|^2](1 + \lambda_1 \lambda_2) - 2(\lambda_1 + \lambda_2) \text{Re}(a_1 b_1^*) \}. \quad (24)
 \end{aligned}$$

Buradan aydın görünür ki, $\mu_L^- + \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow f + \bar{f}$ prosesinin effektiv kəsiyi $\mu_R^- + \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow f + \bar{f}$ prosesinin effektiv kəsiyindən fərqlənir, yəni

baxılan proses sol-sağ spin asimetriyasına malik olmalıdır:

$$A_{LR} = \frac{\sigma_b(\lambda_1 = -1) - \sigma_b(\lambda_1 = +1)}{\sigma_b(\lambda_1 = -1) + \sigma_b(\lambda_1 = +1)} = \frac{2\text{Re}(a_1 b_1^*)}{|a_1|^2 + |b_1|^2}. \quad (25)$$

Deməli, Hiqqs bozon CP -cüt və CP -tək halların qarışığından ibarətdirsə, a_1 və b_1 əmsalları, həmçinin də sol-sağ spin asimetriyası A_{LR} sıfırdan fərqli olacaqdır.

Təcrübələrdə A_{LR} spin asimetriyasını ölçməklə, qoyulan məsələyə aydınlıq gətirmək mümkündür. Hiqqs bozon təmiz CP -cüt və ya təmiz CP -tək haldadırsa, onda sol-sağ spin asimetriyası müşahidə edilməyəcəkdir.

H -bozonun CP -cütliyü haqqında informasiyanı $\mu^- + \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow \tau^- + \tau^+$ prosesində τ -leptonun uzununa polyarizə olunma dərəcəsini ölçməklə də əldə etmək olar. Uzununa polyarizə olunmuş τ -leptonla antileptonun doğulması prosesinin effektiv kəsiyi bərabərdir ($\mu^- \mu^+$ -cütünün spinlərinə görə ortalama aparılır):

$$\sigma_b(h_1) = \frac{1}{32\pi} \left(\frac{m_\mu m_f}{\eta^2} \right)^2 s |D_H(s)|^2 [|a|^2 + |b|^2] [|a|^2 + |b|^2 + 2h_1 \text{Re}(ab^*)]. \quad (26)$$

Son leptonun uzununa polyarizə olunma dərəcəsi

$$P = \frac{\sigma_b(h_1 = +1) - \sigma_b(h_1 = -1)}{\sigma_b(h_1 = +1) + \sigma_b(h_1 = -1)} = \frac{2\text{Re}(ab^*)}{|a|^2 + |b|^2} \quad (27)$$

ifadəsi ilə verilir və onun təcrübələrdə ölçülməsi ilə a və b sabitləri haqqında informasiya əldə etmək mümkündür. a və b sabitləri eyni tərtibdə olarsa, τ -leptonun uzununa polyarizə olunma dərəcəsi 100%-ə yaxın olacaqdır.

İndi isə fərz edək ki, $\mu^- \mu^+$ -cütü eninə polyarizə olunmuşdur. Bu halda (23) düsturu əsasında $\mu^- + \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow f + \bar{f}$ prosesinin tam effektiv kəsiyi üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\sigma_b(\varphi) = \frac{N_c}{16\pi} \left(\frac{m_f m_\mu}{\eta^2} \right)^2 s |D_H(s)|^2 [|a|^2 + |b|^2] \times \\ \times \{ |a_1|^2 + |b_1|^2 + [|a_1|^2 - |b_1|^2] \eta_1 \eta_2 \cos \varphi - 2 \text{Im}(a_1 b_1^*) \eta_1 \eta_2 \sin \varphi \}, \quad (28)$$

burada η_1 və η_2 – müonla antimüonun eninə spin vektorlarının modulları, φ isə həmin vektorlar arasındakı bucaqdır.

(28) effektiv kəsiyi göstərir ki, müon-antimüon cütü eninə polyarizə olunduğu halda effektiv kəsik iki cüt asimetriyaya malik olmalıdır. Asimetriyalardan biri $\cos \varphi$ vuruqlu həddin olması ilə əlaqədardır:

$$A_1 = \frac{\sigma_b(\varphi=0) - \sigma_b(\varphi=\pi)}{\sigma_b(\varphi=0) + \sigma_b(\varphi=\pi)} = \frac{|a_1|^2 - |b_1|^2}{|a_1|^2 + |b_1|^2} \cdot \eta_1 \eta_2. \quad (29)$$

CP -cüt Higgs bozon halında ($a_1 = 1, b_1 = 0$) A_1 asimmetriyası $+1$ -ə ($\mu^- \mu^+$ - cütü 100% eninə polyarizə olunubsa), CP -tək ($a_1 = 0, b_1 = 1$) halda isə -1 -ə bərabərdir. Deməli, A_1 asimmetriyasının təcrübələrdə öyrənilməsi Higgs bozonun CP -cüt və ya CP -tək zərrəcik olması haqqında informasiya verə bilər.

Digər asimmetriya $\sin \varphi$ ilə mütənəsb həddin hesabınadır və belə təyin edilir:

$$A_2 = \frac{\sigma_b\left(\varphi = -\frac{\pi}{2}\right) - \sigma_b\left(\varphi = \frac{\pi}{2}\right)}{\sigma_b\left(\varphi = -\frac{\pi}{2}\right) + \sigma_b\left(\varphi = \frac{\pi}{2}\right)} = \frac{2 \operatorname{Im}(a_1 b_1^*)}{|a_1|^2 + |b_1|^2} \cdot \eta_1 \eta_2. \quad (30)$$

Bu asimmetriya a_1 və b_1 əmsalları kompleks kəmiyyətlər olduğu halda sıfırdan fərqli ola bilər. A_2 asimmetriyasının sıfırdan fərqli olması baxılan proseslərdə CP -cütliyünün pozulduğunu aşkar şəkildə göstərir.

ƏDƏBİYYAT

1. Abdullayev S.Q. Lepton-lepton və lepton-hadron qarşılıqlı təsirlərində zəif cərəyan effektləri (I hissə), Bakı, «AM 965 MMC», 2012, 484 s., (II hissə), 2012, Bakı, «AM 965 MMC», 2013, 304 s.
2. Djouadi A. The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. Tome I: The Higgs Boson in the Standard Model. arXiv: hep-ph/0503172v2, 2005
3. ATLAS Collaboration. Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC. Phys. Letters, B176, p. 1-29, 2012.
4. ATLAS Collaboration. Combined Search for the Standard Model Higgs Boson in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS Detector, Phys. Review D86, 032003-1-31, 2012.
5. The CMS Collaboration. Combined Results of Search for the Standard Model Higgs Boson in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, Arxiv: 1202.1488v1[hep-ex], 2012.
6. De Florian D., Ferrera G., Grazzini M., Tommasini D. Transverse Momentum Resummation: Higgs Boson Production at the Tevatron and the LHC, Arxiv: 1109.2109 v1[hep-ph], 2011; Higgs Boson Production at the LHC: Transverse Momentum Resummation Effects in the $H \Rightarrow \gamma\gamma$, $H \Rightarrow WW \Rightarrow l\nu l\nu$ and $H \Rightarrow ZZ \Rightarrow 4l$ Decay Modes, Arxiv: 1203.6321 v1 [hep-ph], 2012.
7. Marciano W.J., Zhang C., Willenbrock S. Higgs Decay to Two Photons, Arxiv: 1109.5304 v2 [hep-ph], 2011.
8. Gounaris G.J., Layssac J., Renard F.M. Higgs Production in $SU(2)_C$ Symmetric Interactions, PH/94-13, THES-TP 94/03, 1994.
9. Abdullayev S.K., Gojayev M.Sh., Saddigh F.A. Higgs Boson Production in Electron-Positron Annihilation // Azerbaijan Journal of Physics, Fizika, v. XX, No2, p. 29-35, 2014.
10. Abdullayev S.K., Gojayev M.Sh., Saddigh F.A. Higgs Boson Production in Electron-Positron Scattering // Azerbaijan Journal of Physics, Fizika, v. XX, No3, p.35-41, 2014.
11. Abdullayev S.Q., Saddigh F.A. Elektron-pozitron toqquşmasında Higgs bozonun yaranması

- // Bakı Universitetinin xəbərləri, fizika-riyaziyyat elmləri seriyası, 2014, №1, s. 161-165.
12. Abdullayev S.Q., Saddigh F.A. Hiqqs bozonun çevrilmə kanalları // Bakı Dövlət Universitetinin xəbərləri, fizika-riyaziyyat elmləri seriyası, 2014, №1, s. 142-151.
 13. Abdullayev S.Q., Saddigh F.A. Proton-antiproton toqquşmasında Hiqqs bozonun yaranması // Bakı Universitetinin xəbərləri, fizika-riyaziyyat elmləri seriyası, 2014, №2, s. 125-133.
 14. Stifman M., Vainshtein A., Voloshin M.B., Zakharov V. Higgs Decay into two Photons through the W-boson Loop; Arxiv: 1109. 1785, v. 3, 2011.

РОЖДЕНИЕ ХИГГС БОЗОНА В МЮОН-АНТИМЮОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

С.К.АБДУЛЛАЕВ, М.Ш.ГОДЖАЕВ, Ф.А.САДДИХ

РЕЗЮМЕ

В рамках Стандартной модели рассмотрен процесс рождения Хиггс бозона в продольно (поперечно) поляризованных мюон-антимюонных столкновениях: $\mu^- \mu^+ \Rightarrow (\gamma^*; Z^*; H^*) \Rightarrow f\bar{f}$. Здесь $f\bar{f}$ -пара фундаментальных фермионов, обычно считаем их парой лептонов $\tau^- \tau^+$ или кварков $b\bar{b}$. Установлено, что каждая диаграмма характеризуется четырьмя спиральными амплитудами. Получены аналитические выражения для спиральных сечений, обращено особое внимание на диаграмму с обменом H-бозона. Исследованы возможности получения информации о CP – четности Хиггс бозона.

Ключевые слова: Хиггс бозон, левая и правая константы взаимодействия, параметр Вайнберга, спиральные амплитуды, спиральность, система центра масс.

HIGGS BOSON PRODUCTION IN MUON-ANTIMUON COLLISIONS

S.G.ABDULLAYEV, M.Sh.GOJAYEV, F.A.SADDIGH

SUMMARY

In the framework of Standard model, the process of Higgs boson production in longitudinally (transversally) polarized muon-antimuon collisions has been investigated: $\mu^- \mu^+ \Rightarrow (\gamma^*; Z^*; H^*) \Rightarrow f\bar{f}$, here $f\bar{f}$ -is the fundamental fermion-antifermion pair ($\tau^- \tau^+$ or $b\bar{b}$). It is shown that the photon and Z-boson exchange diagrams, and Higgs boson exchange diagram are defined by only four helicity amplitudes. We have calculated the cross sections for the spirality processes and discussed the Higgs boson CP-properties.

Key words: Higgs boson, left and right coupling constants, Waynberg's parameter, spirality amplitudes, spirality, the center-of-mass frame.

Redaksiyaya daxil oldu: 02.03.2015-ci il.

Çapa imzalandı: 20.04.2015-ci il.