El vértice WWV $(V = \gamma, Z)$ en el modelo de Georgi-Machacek

G. Hernández Tomé

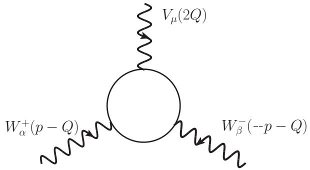
Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

23-Mayo-2016

Contenido

- Función vértice WWV $(V = \gamma, Z)$
- El modelo de GM
- Contribuciones a los factores de forma $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V del modelo de GM
- Resultados y Conclusiones

El vértice WWV $(V = \gamma, Z)$



Vértice WWV. El círculo denota las correcciones radiativas.

La forma más general para la función vértice WWV $(V = \gamma, Z)$ que respeta CP puede ser escrita como

$$
\begin{aligned}
\Gamma_V^{\mu\alpha\beta} \quad = \quad & i g_V \left\{ A \left[2p^\mu g^{\alpha\beta} + 4\left(Q^\beta g^{\mu\alpha} - Q^\alpha g^{\mu\beta} \right) \right] \right. \\
& \left. + 2\Delta\kappa'_V \left(Q^\beta g^{\mu\alpha} - Q^\alpha g^{\mu\beta} \right) + \frac{4\Delta Q_V}{m_W^2} \left(p^\mu Q^\alpha Q^\beta - \frac{1}{2} p^\mu g^{\alpha\beta} \right) \right\},
\end{aligned}
$$

donde $g_\gamma = g s_W$ y $g_Z = g c_W$.

El modelo de GM

El sector escalar del modelo de GM está compuesto por un doblete complejo ϕ ($Y = 1/2$), un triplete complejo χ ($Y = 1$) y un triplete real ξ ($Y = 0$):

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^{0*} & \phi^{+} \\ -\phi^{+*} & \phi^{0} \end{pmatrix}, \qquad X = \begin{pmatrix} \chi^{0*} & \xi^{+} & \chi^{++} \\ -\chi^{+*} & \xi^{0} & \chi^{+} \\ \chi^{++*} & -\xi^{+*} & \chi^{0} \end{pmatrix} \tag{1}$$

$SU(2)_L \times SU(2)_R$

$$\Phi \to U_L \Phi U_R^{\dagger}, \quad X \to U_L X U_R^{\dagger} \tag{2}$$

Las componentes neutras de los campos pueden parametrizarse como

$$\phi^0 \to \frac{v_\phi}{\sqrt{2}} + \frac{\phi^{0,r} + i\phi^{0,i}}{\sqrt{2}}, \quad \chi^0 \to v_\chi + \frac{\chi^{0,r} + i\chi^{0,i}}{\sqrt{2}}, \quad \xi^0 \to v_\chi + \xi^0. \tag{3}$$

De está manera la simetría $SU(2)_L \times SU(2)_R$ se reduce a una simetría custodial $SU(2)$.

La densidad lagrangiana asociada a la RES está dada por

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\mathrm{Tr}\left[\left(D_\mu\Phi\right)^\dagger\left(D^\mu\Phi\right)\right] + \frac{1}{2}\mathrm{Tr}\left[\left(D_\mu X\right)^\dagger\left(D^\mu X\right)\right] - V\left(\Phi, X\right). \tag{4}$$

Después de RES los campos físicos pueden ser organizados por sus propiedades de transformación bajo la simetría custodial $SU(2)$ de la siguiente manera:

- Un quintuplete

$$H_5^{++} = \chi^{++}, \qquad H_5^{+} = \left(\chi^{+} - \xi^{+}\right)/\sqrt{2}, \qquad H_5^{0} = -\sqrt{\frac{2}{3}}\xi^{0} + \sqrt{\frac{1}{3}}\chi^{0,r}, \tag{5}$$

- Un triplete

$$H_3^+ = -s_H\phi^+ + c_H\left(\chi^+ + \xi^+\right)\sqrt{2}, \qquad H_3^0 = -s_H\phi^{0,i} + c_H\chi^{0,i}, \quad (6)$$

donde la mezcla entre v_ϕ y v_χ queda parametrizada por

$$c_H \equiv \cos\theta_H = v_\phi/v, \qquad s_H \equiv \sin\theta_H = \frac{2\sqrt{2}v_\chi}{v}. \quad (7)$$

- Dos singletes

$$h = \cos\alpha\phi^{0,r} - \sin\alpha H_1^{0'}, \qquad H = \sin\alpha\phi^{0,r} + \cos\alpha H_1^{0'}, \quad (8)$$

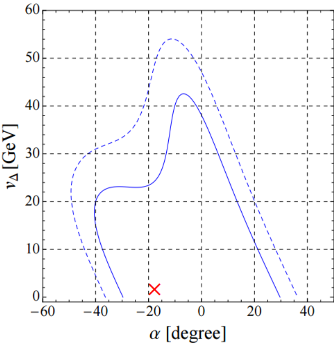
donde $H_1^{0'} = \sqrt{\frac{1}{3}}\xi^0 + \sqrt{\frac{2}{3}}\chi^{0,r}$ y h es el escalar asociado al Higgs con una masa de 125 GeV.

Características relevantes del modelo

- Debido a la simetría custodial la masa para los estados asociados al quintuplete (triplete) m_5 (m_3) se encuentra degenerada.
- Los estados ($H_5^{\pm\pm}$, $H_5^{\pm}$, H_5^0) tienen acoplamientos son fermiofóbicos.
- H_3^0 no acopla a un par de bosones de norma.
- El modelo predice la existencia del vértice $H_3^{\pm} W^{\mp} Z$.

Constricciones Experimentales

- $b \to s\gamma$: $v_\chi \leq 65$GeV ($s_H \leq 0.75$)
- Acoplamientos del Higgs (LCH7 y LCH8):



Constricciones Teóricas

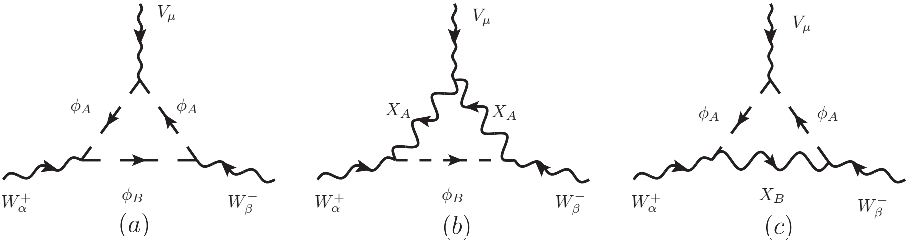
Las magnitudes de los parámetros del potencial están constreñidas por condiciones de unitariedad y estabilidad del vacío. Lo cual se traduce en constricciones sobre las masas de los escalares

$$m_H, m_{H_3}, m_{H_5} < 1\,TeV \qquad (9)$$

Consideraciones en el cálculo

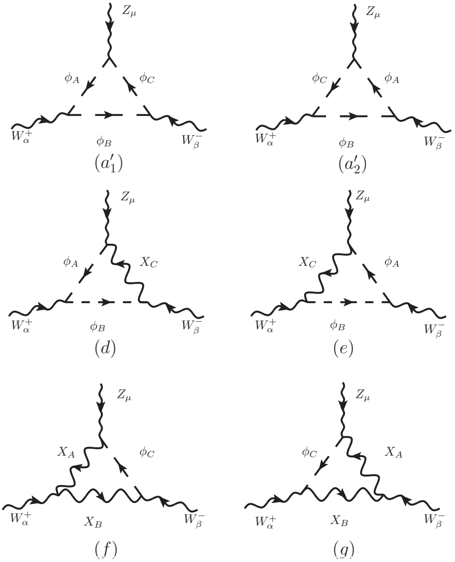
- El cálculo fue realizado en la norma unitaria y hemos empleado parametriza de Feynman para tratar con las integrales a nivel de un lazo.
- Hemos verificado que contribuciones de burbuja, las cuales involucran vértices cuadruples con dos escalares y dos bosones de norma son idénticamente cero.
- En vez de considerar el cálculo separado de los vértices $WW\gamma$ y WWZ, nos hemos percatado que resulta apropiado considerar el vértice WWV y utilizar reglas de Feynman efectivas para los vértices que participan en los diferentes diagramas de Feynman. De esta forma hemos obtenido expresiones generales para los diferentes tipos de contribuciones. Una ventaja de utilizar este enfoque, es que las contribuciones al vértice $WW\gamma$ pueden ser derivadas directamente de nuestras expresiones generales considerando el límite cuando $m_V \to 0$.
- Finalmente hemos verificado que nuestros resultados se encuentren libres de divergencias ultravioletas.

Contribuciones genéricas a los factores de forma $\Delta\kappa'_V$ and ΔQ_V $(V = \gamma, Z)$



Diagramas de Feynman genéricos para las contribuciones escalares a los factores de forma del vértice WWV $(V = \gamma, Z)$ en el modelo de GM. La carga de las partículas A y B queda determinada por conservación de la carga en cada vértice. Es decir, si la partícula A tiene carga negativa entonces la partícula B debe ser neutra, si la partícula A es cargada positiva entonces la partícula B es doblemente cargada positiva, si la partícula A es cargada doblemente negativa entonces B tiene carga negativa.

Contribucciones adicionales a los factores $\Delta\kappa'_Z$ and ΔQ_Z



La presencia de acoplamientos de la forma $H_3^\pm H_5^\mp Z$ y $H_3^0 \phi Z$ con $\phi = h, H, H_5^0$ generan diagramas adicionales a los factores de forma asociados al vértice WWZ.

Hemos obtenido expresiones generales para las contribuciones de los distintos de diagramas.

$$\begin{aligned} \Delta k_V^{\prime(i)} &= -\frac{1}{16\pi^2} c_V^{(i)} \int_0^1 F^{(i)}(x, x_A, x_B, x_V) dx, \\ \Delta Q_V^{(i)} &= -\frac{1}{16\pi^2} c_V^{(i)} \int_0^1 H^{(i)}(x, x_A, x_B, x_V) dx, \end{aligned} \tag{10}$$

donde (i=a,b,c) representa el tipo de contribución, mientras que $c^{(i)}$ son factores asociados con los acoplamientos de los respectivos vértices involucrados. Mientras que

$$\begin{aligned} F^{(i)}(x, x_A, x_B, x_V) &= f_0^{(i)}(x, x_A, x_B, x_V) + f_1^{(i)}(x, x_A, x_B, x_V) \tan^{-1}\left(\frac{(x-1)\sqrt{x_V}}{\zeta(x, x_A, x_B, x_V)}\right) \\ &+ f_2^{(i)}(x, x_A, x_B, x_V) \log(\lambda(x, x_A, x_B)) \end{aligned} \tag{11}$$

donde $f^{(i)}(x, x_A, x_B, x_V)$, $h^{(i)}(x, x_A, x_B, x_V)$, $\zeta(x, x_A, x_B, x_V)$ corresponden a funciones polinómicas en las masas de las partículas involucradas.

De las ecs. (12) las contribuciones a los factores asociados al vértice WWZ pueden obtenerse simplemetente tomando $m_V = m_Z$ y considerando todas las posibles contribuciones en un modelo en particular. Mientras que las contribuciones para el vértice $WW\gamma$ pueden obtenerse considerando el límite cuando $m_V \to 0$

$$
\begin{aligned}
\Delta k_\gamma^{\prime(i)} &= -\frac{1}{16\pi^2} c_\gamma^{(i)} \int_0^1 \lim_{m_V \to 0} F^{(i)}(x, x_A, x_B, x_V) dx \\
&= -\frac{1}{16\pi^2} c_\gamma^{(i)} \int_0^1 F_\gamma^{(i)}(x, x_A, x_B) dx, \\
\Delta Q_\gamma^{(i)} &= -\frac{1}{16\pi^2} c_\gamma^{(i)} \int_0^1 \lim_{m_V \to 0} H^{(i)}(x, x_A, x_B, x_V) dx \\
&= -\frac{1}{16\pi^2} c_\gamma^{(i)} \int_0^1 H_\gamma^{(i)}(x, x_A, x_B) dx,
\end{aligned}
$$

Contribuciones a $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V en el modelo GM

Contribuciones tipo (a) en el modelo GM

ϕ_A	ϕ_B	$c_Z^{(a)}$	$c_\gamma^{(a)}$
H_3^-	h	$-\frac{g^3}{72c_W}\left(2\sqrt{6}c_H s_\alpha - 3s_H c_\alpha\right)^2\left(1-2s_W^2\right)$	$-\frac{g^2 e}{36}\left(2\sqrt{6}c_H c_\alpha - 3s_H c_\alpha\right.$
H_3^-	H	$-\frac{g^3}{72c_W}\left(2\sqrt{6}c_H c_\alpha + 3s_H s_\alpha\right)^2\left(1-2s_W^2\right)$	$-\frac{g^2 e}{36}\left(2\sqrt{6}c_H c_\alpha + 3s_H s_\alpha\right.$
H_3^-	H_3^0	$-\frac{g^3}{8c_W}\left(1-2s_W^2\right)$	$-\frac{g^2 e}{4}$
H_3^-	H_5^0	$-\frac{3g^3c_H^2}{72c_W}\left(1-2s_W^2\right)$	$-\frac{3}{36}g^2c_H^2e$
H_5^-	H_3^0	$-\frac{g^3c_H^2}{8c_W}\left(1-2s_W^2\right)$	$-\frac{1}{4}g^2c_H^2e$
H_5^-	H_5^0	$-\frac{3g^3}{8c_W}\left(1-2s_W^2\right)$	$-\frac{3}{4}g^2e$
H_3^+	H_5^{++}	$\frac{g^3c_H^2}{4c_W}\left(1-2s_W^2\right)$	$\frac{1}{2}g^2c_H^2e$
H_3^+	H_5^{++}	$\frac{g^3}{4c_W}\left(1-2s_W^2\right)$	$\frac{1}{2}g^2e$
H_5^{--}	H_3^-	$\frac{g^3c_H^2}{2c_W}\left(1-2s_W^2\right)$	$g^2c_H^2e$
H_5^{--}	H_5^-	$\frac{g^3}{2c_W}\left(1-2s_W^2\right)$	g^2e

Contribuciones a $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V en el modelo GM

Contribuciones tipo (b) en el modelo GM

X_A	ϕ_B	$c_Z^{(b)}$	$c_\gamma^{(b)}$
W^-	h	$-\frac{g^5 v^2 c_W}{36}\left(3c_H c_\alpha + 2\sqrt{6}s_H s_\alpha\right)^2$	$\frac{g^4 v^2 e}{36}\left(3c_H c_\alpha + 2\sqrt{6}s_H s_\alpha\right)^2$
W^-	H	$-\frac{g^5 v^2 c_W}{36}\left(3c_H s_\alpha - 2\sqrt{6}s_H c_\alpha\right)^2$	$\frac{g^4 v^2 e}{36}\left(3c_H s_\alpha - 2\sqrt{6}s_H c_\alpha\right)^2$
W^-	H_5^0	$-\frac{g^5 s_H^2 v^2 c_W}{12}$	$\frac{g^4 s_H^2 v^2 e}{12}$
W^+	H_5^{++}	$\frac{g^5 s_H^2 v^2 c_W}{8}$	$-\frac{g^4 s_H^2 v^2 e}{8}$

Contribuciones tipo (c) en el modelo GM

ϕ_A	X_B	$c_Z^{(c)}$	$c_\gamma^{(c)}$
H_5^-	Z	$-\frac{g^5 s_H^2 v^2}{8c_W^3}\left(1 - 2s_W^2\right)$	$-\frac{g^4 s_H^2 v^2 e}{4c_W^2}$
H_5^{--}	W^-	$-\frac{g^5 s_H^2 v^2}{8c_W}\left(1 - 2s_W^2\right)$	$-\frac{g^4 s_H^2 v^2 e}{4}$

Contribuciones a $\Delta\kappa'_Z$ y ΔQ_Z en el modelo GM

Contribuciones tipo $(a'_1 a'_2)$ en el modelo GM

ϕ_A	ϕ_B	ϕ_C	$c_Z^{(a'_1 a'_2)}$
H_3^-	H_3^0	H_5^-	$\frac{g^3 c_H^2}{8 c_W}$
H_3^-	H_5^0	H_5^-	$\frac{3g^3 c_H^2}{24 c_W}$
H_3^+	H_5^{++}	H_5^-	$-\frac{g^3 c_H^2}{4 c_W}$
H_3^0	H_3^+	h	$\frac{g^3}{72 c_W}\left(2\sqrt{6} c_H s_\alpha - 3 s_H c_\alpha\right)^2$
H_3^0	H_3^+	H	$\frac{g^3}{72 c_W}\left(2\sqrt{6} c_H c_\alpha + 3 s_H s_\alpha\right)^2$
H_3^0	H_3^+	H_5^0	$\frac{g^3 c_H^2}{12 c_W}$
H_3^0	H_5^+	H_5^0	$-\frac{g^3 c_H^2}{4 c_W}$

Contribuciones a $\Delta\kappa'_Z$ y ΔQ_Z en el modelo GM

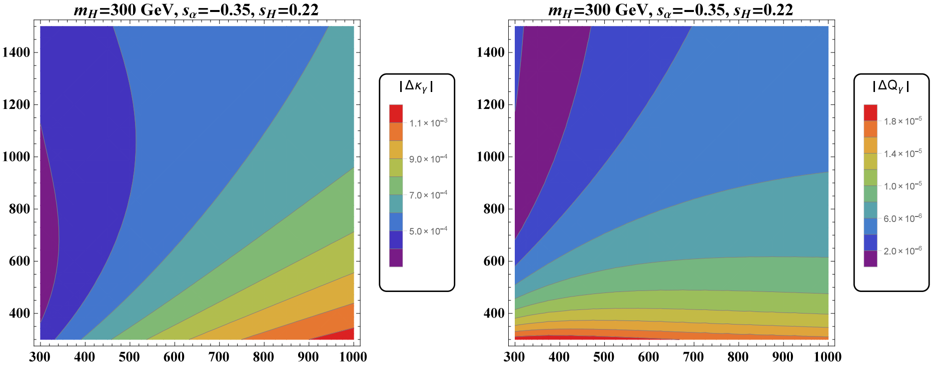
Contribuciones tipo (de) en el modelo GM

ϕ_A	ϕ_B	X_C	$c_Z^{(de)}$
H_5^-	H_5^0	W^-	$\frac{g^5 s_H^2 v^2}{8c_W}$
H_5^+	H_5^{++}	W^-	$\frac{g^5 s_H^2 v^2}{\sqrt{2}8c_W}$
H_5^0	H_5^+	Z	$\frac{g^5 s_H^2 v^2}{4c_W^3}$

Contribuciones tipo (fg) en el modelo GM

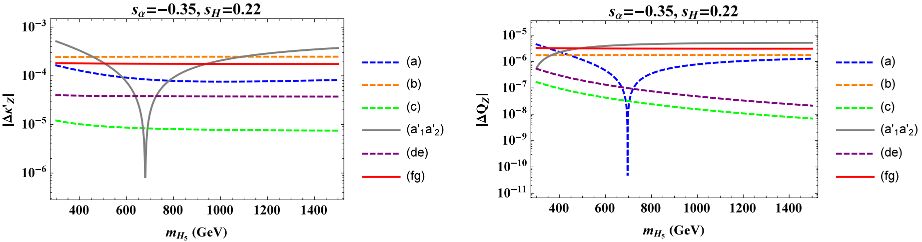
X_A	X_B	ϕ_C	$c_Z^{(fg)}$
W^-	Z	H_5^-	$-\frac{g^5 s_H^2 v^2}{4c_W}$
Z	W^+	h	$-\frac{g^5 v^2}{72c_W}\left(3c_\alpha c_H + 2\sqrt{6}s_\alpha s_H\right)^2$
Z	W^+	H	$-\frac{g^5 v^2}{72c_W}\left(3s_\alpha c_H - 2\sqrt{6}c_\alpha s_H\right)^2$
Z	W^+	H_5^0	$-\frac{g^5 s_H^2 v^2}{12c_W}$

Resultados $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ



Gráficas de contorno para los factores de forma $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ. El eje x representa la masa asociada al triplete m_3 mientras que el eje y representa la masa del quintuplete m_5.

Resultados $\Delta\kappa'_Z$ y ΔQ_Z



Diferentes contribuciones a los factores $\Delta\kappa'_Z$ y ΔQ_Z. Hemos considerado los valores de $m_H = 300$ GeV y m_{H_3}=500 GeV.

Conclusiones

Hemos obtenido expresiones generales para contribuciones de nuevas partículas escalares a los factores de forma $\Delta\kappa'_V$ and ΔQ_V $(V = \gamma, Z)$. Nuestros resultados muestran que las expresiones correspondientes al vértice $WW\gamma$ estudiadas previamente pueden ser obtenidas en el límite cuando $m_V \rightarrow 0$. Nuestros resultados han sido aplicados al modelo de GM, se muestra que las contribuciones a los factores $\Delta\kappa'_V$ se encuentran en el rango de detectabilidad de un futuro colisionador linear, el cual alcanzaría una sensibilidad del orden de 10^{-4}.

Gracias!