

# Introducción al modelo estándar en el *background field method* electrodebil

Luis G. Cabral-Rosetti

*Instituto de Ciencias Nucleares*

*Departamento de Física de Altas Energías*

*Universidad Nacional Autónoma de México, (ICN-UNAM)*

*Circuito Exterior, C.U., Apartado Postal 70-543, 94510 México, D.F., México*

*luis@nuclecu.unam.mx*

Recibido el 28 de mayo de 2001; aceptado el 17 de agosto de 2001

En este trabajo docente, revisamos la formulación del modelo estándar (ME) electrodebil  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  en el contexto del Background Field Method (BFM). Primeramente, analizamos con cierto detalle las diferentes partes del lagrangiano del ME. A continuación, llevamos a cabo la cuantización canónica del ME, vía integral de caminos. De la misma forma, cuantizamos el ME en el esquema del BFM y analizamos sus ventajas. Listamos algunas de las identidades de Ward que surgen del BFM electrodebil. Como ejemplo calculamos la carga y el momento magnético del neutrino y probamos la transversalidad de la autoenergía  $\gamma_B - Z_B$  a un lazo por cálculo directo. Finalmente, listamos las reglas de Feynman del BFM electrodebil en la norma de 't Hooft-Feynman ( $\xi_Q = 1$ ).

*Descriptores:* Modelo estándar; *background field method*; *background field method* electrodebil; interacciones electrodebiles.

In this educational work, we review the formulation of the Standard Model (SM)  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  in the context of electroweak Background Field Method (BFM). Firstly, we analyze the different parts of the Lagrangian of the SM with certain detail. Secondly, we make the canonical quantization of SM, via path integral. In the same way, we quantize the SM in the BFM framework and we analyze its advantages. We list some Ward identities from electroweak BFM. For example, we calculate the electric charge and the magnetic moment of the neutrino and we show the transversality of the self-energy  $\gamma_B - Z_B$  at one-loop by direct calculation. Finally, we list the Feynman rules of the electroweak BFM in the 't Hooft-Feynman gauge ( $\xi_Q = 1$ ).

*Keywords:* Standar model; background field method; electroweak background field method; electroweak interactions.

PACS: 11.15.-q; 11.15.-m.; 12.38.-t; 12.38.Ex

## 1. Generalidades del modelo estándar

El modelo estándar (ME) de las interacciones electrodebiles fue propuesto por S. L. Glashow [1] y A. Salam [2], S. Weinberg [3] para leptones y posteriormente extendido para grados de libertad hadrónicos mediante el llamado mecanismo GIM [4]. Dicho modelo es hoy por hoy la mejor formulación que unifica las interacciones electromagnéticas y débiles; es teóricamente consistente y se encuentra en acuerdo con todos los datos experimentales que involucran fenómenos de origen electrodebil. Para energías que son pequeñas comparadas con la escala electrodebil, dicha teoría reproduce la electrodinámica cuántica (QED), así como el modelo de Fermi, los cuales dan una buena descripción de las interacciones débiles y electromagnéticas a bajas energías. Dicho modelo es *mínimo* en el sentido de que contiene el número más pequeño de grados de libertad necesarios para describir correctamente todos los experimentos conocidos.

El ME es una teoría *de norma* no abeliana basada en el grupo semisimple  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  y es bien conocido por los hechos experimentales que tres de los cuatro *bosones de norma* son masivos ( $W^+$ ,  $W^-$  y  $Z$ ). Esto es implementado mediante el mecanismo de Higgs–Kibble [5]. De cuerdo con ello, se introduce un *campo escalar*  $\Phi$ , cuyo valor esperado en el vacío es diferente de cero y, por ello, el grupo de norma de simetría  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  es roto espontáneamente. De esta manera la invariancia bajo el subgrupo electromagnético  $U(1)_{em}$  es preservada, haciendo con ello que el bosón de nor-

ma asociado a este subgrupo permanezca sin masa y que podamos identificarlo con el fotón ( $\gamma$ ), esquemáticamente

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{\langle \Phi \rangle \neq 0} U(1)_{em} .$$

El ME es *quiral*, ya que los fermiones levógiros y dextrógiros se transforman de acuerdo con diferentes representaciones del grupo de norma, consecuentemente las masas de los fermiones están prohibidas en esta teoría simétrica. Ellas deberán de ser generadas a través del rompimiento espontáneo de la simetría vía los acoplamientos de Yukawa.

La diagonalización de las masas de los fermiones introduce la matriz de mezcla  $V_{ij}$  de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa en el sector de quarks [6], la cual puede dar origen a la violación de CP. En esta teoría, los fermiones aparecen en generaciones y su número no es fijado por el modelo; sin embargo, del experimento sabemos que deberán de ser exactamente *tres* con sus correspondientes neutrinos.

El ME es una *teoría cuántica de campos consistente, renormalizable y libre de anomalías* lo cual fue probado por G. 't Hooft [7, 8]. Por lo tanto, dado un conjunto finito de parámetros de entrada (*inputs*), dicho modelo nos permite calcular únicamente correcciones cuánticas y las cantidades medibles pueden ser predichas orden a orden en teoría de perturbaciones.

El presente trabajo de introducción al BFM electrodebil está organizado como sigue: en la Sec. 2 construimos el lagrangiano clásico del modelo estándar (ME), analizando con

detalle cada una de sus partes. En la Sec. 3, llevamos a cabo el programa de cuantización del ME vía integral de caminos, y obtenemos los propagadores de los bosones vectoriales para diferentes elecciones del parámetro de norma. En la Sec. 4 hacemos la cuantización del ME en el esquema del *background field method*, basándonos para ello en la Ref. 9. En la Sec. 5, listamos algunas identidades de Ward del BFM electrodebil. En la Sec. 6 aplicamos el BFM electrodebil al cálculo de la carga y el momento magnético del neutrino en la norma de 't Hooft-Feynman ( $\xi_Q = 1$ ). De igual manera, calculamos la parte transversa de la autoenergía  $\gamma_B - Z_B$  y mostramos que cuando  $q^2 = 0$  dicha autoenergía es cero, en acuerdo con la identidad de Ward  $\sum_T \gamma_T^{Z_B}(0) = 0$  de la teoría. En la Sec. 7 damos nuestras conclusiones y, finalmente, en el Apéndice A listamos todas las reglas de Feynman del BFM electrodebil por completos.

## 1. El lagrangiano clásico del modelo estándar

El lagrangiano clásico  $\mathcal{L}_C$  del ME, se encuentra compuesto de tres partes; una de ellas es la parte de *Yang-Mills*, otra de *Higgs* y la última de *fermiones*:

$$\mathcal{L}_C = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_F, \quad (2.1)$$

cada una de ellas es *separadamente invariante de norma*, las cuales especificaremos a continuación.

### 1.1. El sector de Yang-Mills

Esta parte de Yang-Mills es también conocida como la *parte de norma del lagrangiano clásico*, en donde los campos de norma son cuatro campos vectoriales que se transforman de acuerdo con la representación adjunta del grupo de norma semisimple  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . El isotriplete de los campos de norma  $\widehat{W}_\mu^a$ ,  $a = 1, 2, 3$  está asociado con los generadores  $I_W^a$  del grupo de isoespín débil  $SU(2)_L$  y el isosinglete  $\widehat{B}_\mu$  con la hipercarga débil  $Y_W$  del grupo  $U(1)_Y$ , cuya álgebra de Lie se expresa como

$$[I_W^a, I_W^b] = i \epsilon^{abc} I_W^a, \quad (2.2)$$

$$[I_W^a, Y_W] = 0, \quad (2.3)$$

en donde  $\epsilon^{abc}$  es la constante de estructura totalmente antisimétrica del grupo  $SU(2)$ .

El lagrangiano de los campos de norma es

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{YM} &= -\frac{1}{4} \widehat{F}_{\mu\nu}^a \widehat{F}^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} \widehat{B}_{\mu\nu} \widehat{B}^{\mu\nu} \\ &= -\frac{1}{4} (\partial_\mu \widehat{W}_\nu^a - \partial_\nu \widehat{W}_\mu^a + g_2 \epsilon^{abc} \widehat{W}_\mu^b \widehat{W}_\nu^c)^2 \\ &\quad - \frac{1}{4} (\partial_\mu \widehat{B}_\nu - \partial_\nu \widehat{B}_\mu)^2, \quad (2.4) \end{aligned}$$

en donde por conveniencia hemos puesto un acento circunflejo a los campos clásicos.

Debido a que el grupo de norma no es simple, existen dos constantes de acoplamiento; el acoplamiento del grupo de norma  $SU(2)_L$  es  $g_2$ , y el acoplamiento para el grupo de norma  $U(1)_Y$  es  $g_1$ . La derivada covariante está dada por

$$\widehat{D}_\mu = \partial_\mu - i g_2 I_W^a \widehat{W}_\mu^a + i g_1 \frac{1}{2} Y_W \widehat{B}_\mu. \quad (2.5)$$

El operador de carga eléctrica  $Q$  está compuesto por la tercera componente del generador de isoespín débil  $I_W^3$  y la hipercarga débil  $Y_W$ , de acuerdo con la relación de Gellmann-Nishijima:

$$Q = I_W^3 + \frac{1}{2} Y_W. \quad (2.6)$$

### 1.2. El sector de Higgs

El sector *mínimo* de Higgs consiste en un único campo escalar complejo  $\widehat{\Phi}(x)$ , doblete bajo  $SU(2)_L$ , con hipercarga débil  $Y_W = 1$ :

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \widehat{\phi}^+(x) \\ \widehat{\phi}^0(x) \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

Éste está acoplado a los campos de norma vía la derivada covariante (2.5) y tiene autointeracción, resultando con ello el lagrangiano

$$\mathcal{L}_H = (\widehat{D}_\mu \widehat{\Phi}^\dagger)(\widehat{D}^\mu \widehat{\Phi}) - V(\widehat{\Phi}). \quad (2.8)$$

El potencial de Higgs es

$$V(\widehat{\Phi}) = \frac{\lambda}{4} (\widehat{\Phi}^\dagger \widehat{\Phi})^2 - \mu^2 \widehat{\Phi}^\dagger \widehat{\Phi}, \quad (2.9)$$

el cual está construido de tal manera que da origen a la *rotura espontánea de la simetría*. Esto significa que los parámetros  $\lambda$  y  $\mu$  son elegidos para que el potencial  $V(\widehat{\Phi})$  tenga un mínimo para un campo de Higgs no nulo, es decir, el valor de expectación en el vacío  $\langle \widehat{\Phi} \rangle$  del campo de Higgs *no es cero*.

### 1.3. El sector fermiónico

Los fermiones levógiros de cada generación de leptones ( $\widehat{L}$ ) y de quarks ( $\widehat{Q}$ ) están agrupados en dobletes de  $SU(2)_L$  (eliminamos el índice de color):

$$\widehat{L}_k^L = \omega_- \widehat{L}_k = \begin{pmatrix} \widehat{\nu}_k^L \\ \widehat{l}_k^L \end{pmatrix}, \quad \widehat{Q}_k^L = \omega_- \widehat{Q}_k = \begin{pmatrix} \widehat{u}_k^L \\ \widehat{d}_k^L \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

y los fermiones dextrógiros en singletes:

$$\widehat{l}_k^R = \omega_+ \widehat{l}_k, \quad \widehat{u}_k^R = \omega_+ \widehat{u}_k, \quad \widehat{d}_k^R = \omega_+ \widehat{d}_k, \quad (2.11)$$

donde  $\omega_{\pm} = 1/2(1 \pm \gamma_5)$  es el proyector de helicidad para los campos dextrógiros y levógiros, respectivamente,  $k$  es el índice de generación y  $\widehat{\nu}$ ,  $\widehat{l}$ ,  $\widehat{u}$  y  $\widehat{d}$  denotan los neutrinos, los leptones cargados, los quarks tipo *up* y quarks tipo *down*, respectivamente. La hipercarga débil de los multipletes dextrógiros y levógiros es elegida de tal manera que la carga eléctrica conocida de los fermiones sea reproducida por la relación de Gell-Mann–Nishijima (2.6). No existen los neutrinos dextrógiros en el ME mínimo, los cuales podrían ser añadidos fácilmente dándoles el privilegio de tener masa [ver los acoplamientos en el Apéndice, Ec.(A.26-A.27)]. Dicha masa no ha sido observada experimentalmente hasta ahora [10], aunque los últimos experimentos de las colaboraciones Superkamiokande y SNO, sugieran que es posible que exista [12].

La parte fermiónica del lagrangiano (en este trabajo no tomaremos en cuenta la mezcla entre los quarks) quedará entonces como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F = & \sum_k \left( \widehat{L}_k^L i \widehat{\mathcal{D}} \widehat{L}_k^L + \widehat{Q}_k^L i \widehat{\mathcal{D}} \widehat{Q}_k^L \right) \\ & + \sum_k \left( \widehat{l}_k^R i \widehat{\mathcal{D}} \widehat{l}_k^R + \widehat{u}_k^R i \widehat{\mathcal{D}} \widehat{u}_k^R + \widehat{d}_k^R i \widehat{\mathcal{D}} \widehat{d}_k^R \right) \\ & - \sum_k \left( \widehat{L}_k^L G_k^l \widehat{l}_k^R \widehat{\Phi} + \widehat{Q}_k^L G_k^u \widehat{u}_k^R \widehat{\Phi} + \widehat{Q}_k^L G_k^d \widehat{d}_k^R \widehat{\Phi} + h. c. \right). \end{aligned} \quad (2.12)$$

Notemos que en la derivada covariante  $\widehat{\mathcal{D}} = \gamma^\mu D_\mu$ , el término que relaciona a  $g_2$  actuando sobre fermiones dextrógiros está ausente, ya que ellos son singletes de  $SU(2)_L$ . Los campos fermiónicos son por definición autoestados de la interacción de norma electrodébil, es decir, las derivadas covariantes son diagonales en esta base con respecto al índice de generación.  $G_k^l$ ,  $G_k^u$  y  $G_k^d$  son matrices de los acoplamientos de Yukawa [14],  $\widehat{\Phi} = (\widehat{\phi}^{0*}, -\widehat{\phi}^-)^T$  es el conjugado de carga del campo de Higgs y  $\widehat{\phi}^- = (\widehat{\phi}^+)^*$ . La simetría  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  prohíbe explícitamente términos de masa para los fermiones. Las masas de los fermiones son generadas a través de los acoplamientos de Yukawa vía rotura espontánea de la simetría.

### 1.4. Parámetros y Campos físicos

La teoría es construida de tal manera que el estado fundamental de los campos escalares satisfaga la relación

$$\left| \langle 0 | \Phi | 0 \rangle \right|^2 = \frac{v^2}{2} \neq 0, \quad (2.13)$$

donde  $v$  es el mínimo del potencial de Higgs, es decir,

$$v^2 = \frac{4\mu^2}{\lambda}, \quad (2.14)$$

a bajos órdenes.

En teoría de perturbaciones tenemos que hacer una expansión alrededor del estado fundamental. La fase es elegida de tal manera que la invariancia de norma del campo electromagnético  $U(1)_{em}$  sea preservada y el campo de Higgs se escribirá como

$$\widehat{\Phi}(x) = \begin{pmatrix} \widehat{\phi}^+(x) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \widehat{H}(x) + i \widehat{\chi}(x)) \end{pmatrix}, \quad (2.15)$$

en donde las componentes  $\widehat{H}$ ,  $\widehat{\chi}$  y  $\widehat{\phi}^+$  toman valor de expectación cero. Los campos  $\widehat{\phi}^+$ ,  $\widehat{\phi}^-$  y  $\widehat{\chi}$  son grados de libertad *no físicos*, los cuales pueden ser eliminados mediante una transformación de norma “conveniente”. La norma en que dichos campos están ausentes es la llamada *norma unitaria*. El campo  $\widehat{H}$  es el campo de Higgs físico.

Insertando (2.15) dentro del lagrangiano clásico (2.1)  $\mathcal{L}_C$ , el valor esperado del vacío  $v$ , introduce acoplamientos con dimensiones de masa y, por ende, términos de masa tanto para los bosones de norma como para los fermiones.

La física de los bosones de norma y de los campos fermiónicos es obtenida por diagonalización de la correspondiente matriz de masa

$$\begin{aligned} \widehat{W}_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\widehat{W}_\mu^1 \mp i \widehat{W}_\mu^2); \\ \begin{pmatrix} \widehat{Z}_\mu \\ \widehat{A}_\mu \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} c_w & s_w \\ -s_w & c_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \widehat{W}_\mu^3 \\ \widehat{B}_\mu \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

donde

$$\begin{aligned} c_w &= \cos \theta_w = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}; \\ s_w &= \sin \theta_w = \sqrt{1 - c_w^2} \end{aligned} \quad (2.17)$$

y  $\theta_w$  es el ángulo de mezcla débil. Las masas de los campos físicos están dadas por

$$M_W = \frac{1}{2} g_2 v ; M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_1^2 + g_2^2} ,$$

$$M_\gamma = 0 ; M_H = \sqrt{2} \mu ; m_f = \frac{v G^f}{\sqrt{2}} \quad (2.18)$$

donde  $f$  denota a  $\nu, l, u$  o  $d$ . La diagonalización de la matriz de masa en los quarks, se lleva a cabo mediante la llamada matriz de mezcla de Cabbibo-Kobayashi-Maskava (CKM), la cual no será considerada en este trabajo. El lector interesado en este sector del ME puede consultar, por ejemplo, la Ref. 14.

Los neutrinos permanecen sin masa, ya que debido a la ausencia de neutrinos dextrógiros se prohíben los correspondientes acoplamientos de Yukawa que generarían sus “*posibles*” masas. Con la relación (2.18) hallamos para el ángulo de mezcla débil

$$c_w = \frac{M_W}{M_Z} , \quad s_w^2 = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} . \quad (2.19)$$

Identificando el acoplamiento del campo del fotón  $A_\mu$  con el electrón  $e$  como la carga eléctrica ( $e = \sqrt{4 \pi \alpha}$ ) obtenemos

$$e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (2.20)$$

o bien

$$e = g_1 c_w = s_w g_2 . \quad (2.21)$$

Las relaciones (2.18) y (2.21) nos permiten reemplazar en el lagrangiano clásico  $\mathcal{L}_C$  el conjunto original de parámetros  $g_1, g_2, \lambda, \mu^2, G^f$ , por un conjunto de parámetros con interpretación física directa, es decir, la carga eléctrica  $e$  y las masas, tanto de los bosones vectoriales  $M_W$  y  $M_Z$ , como del Higgs físico  $M_H$  y los fermiones  $m_f$ .

El lagrangiano especificado arriba es invariante bajo las transformaciones locales del grupo norma  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ :

$$U = \exp \left[ i g_2 I_W^a \theta_a(x) - \frac{i}{2} g_1 Y_W \theta_Y(x) \right] , \quad (2.22)$$

a saber,

$$\frac{\delta \mathcal{L}_C}{\delta \theta^a(x)} = 0 \quad , \quad \alpha = \{a, Y_W\} . \quad (2.23)$$

En términos de campos físicos las transformaciones infinitesimales de norma, tanto de los bosones vectoriales, como de los campos escalares serán [13]:

$$\delta \widehat{W}_\mu^\pm = \partial_\mu \delta \widehat{\theta}^\pm \mp ie \widehat{W}_\mu^\pm \left( \delta \widehat{\theta}^A - \frac{c_w}{s_w} \delta \widehat{\theta}^Z \right) \pm ie \left( \widehat{A}_\mu - \frac{c_w}{s_w} \widehat{Z}_\mu \right) \delta \widehat{\theta}^\pm ,$$

$$\delta \widehat{Z}_\mu = \partial_\mu \delta \widehat{\theta}^Z - ie \frac{c_w}{s_w} \left( \widehat{W}_\mu^+ \delta \widehat{\theta}^- - \widehat{W}_\mu^- \delta \widehat{\theta}^+ \right) ,$$

$$\delta \widehat{A}_\mu = \partial_\mu \delta \widehat{\theta}^A + ie \left( \widehat{W}_\mu^+ \delta \widehat{\theta}^- - \widehat{W}_\mu^- \delta \widehat{\theta}^+ \right) ,$$

$$\delta \widehat{\phi}^\pm = \pm \frac{ie}{2s_w} \left( \widehat{H} + v \pm i \widehat{\chi} \right) \delta \widehat{\theta}^\pm \mp ie \widehat{\phi}^\pm \left( \delta \widehat{\theta}^A - \frac{c_w^2 - s_w^2}{2c_w s_w} \delta \widehat{\theta}^Z \right) ,$$

$$\delta \widehat{H} = \frac{ie}{2s_w} \left( \widehat{\phi}^+ \delta \widehat{\theta}^- - \widehat{\phi}^- \delta \widehat{\theta}^+ \right) + \frac{e}{2c_w s_w} \widehat{\chi} \delta \widehat{\theta}^Z ,$$

$$\delta \widehat{\chi} = \frac{e}{2s_w} \left( \widehat{\phi}^+ \delta \widehat{\theta}^- + \widehat{\phi}^- \delta \widehat{\theta}^+ \right) - \frac{e}{2c_w s_w} \left( \widehat{H} + v \right) \delta \widehat{\theta}^Z . \quad (2.24)$$

Y las correspondientes transformaciones para los campos fermiónicos serán

$$\delta \widehat{f}_u^L = \frac{ie}{\sqrt{2} s_w} \widehat{f}_d^L \widehat{\theta}^+ - ie \left[ Q_{f_u} \delta \widehat{\theta}^A - \left( \frac{1}{2c_w s_w} - Q_{f_u} \frac{s_w}{c_w} \right) \delta \widehat{\theta}^Z \right] \widehat{f}_u^L ,$$

$$\delta \widehat{f}_d^L = \frac{ie}{\sqrt{2} s_w} \widehat{f}_u^L \widehat{\theta}^- - ie \left[ Q_{f_d} \delta \widehat{\theta}^A + \left( \frac{1}{2c_w s_w} + Q_{f_d} \frac{s_w}{c_w} \right) \delta \widehat{\theta}^Z \right] \widehat{f}_d^L ,$$

$$\delta \widehat{f}^R = -ie Q_f \left( \delta \widehat{\theta}^A + \frac{s_w}{c_w} \delta \widehat{\theta}^Z \right) \widehat{f}^R , \quad (2.25)$$

donde  $\widehat{f}_u^L$  denota a todos los dobletes de quarks tipo up y neutrinos levógiros de la Ec. (2.10),  $\widehat{f}_d^L$  denota sus compañeros de isoespín, es decir los quarks tipo down y leptones levógiros, y  $\widehat{f}^R$  representa los singletes dextrógiros de la Ec. (2.11).

## 2. Cuantización en el formalismo convencional

Las teorías de norma como el modelo estándar (ME), que nacen del paradigma de la invariancia de norma, representan sistemas *constrañidos* en lo que a sus variables dinámicas se refiere, es decir, existen variables tales como  $\phi^+, \phi^-, \chi$ , que no representan verdaderos grados de libertad dinámicos. En otras palabras, son grados de libertad no físicos. Sin embargo, aparecen como campos propagándose con masas proporcionales a las masas de los bosones vectoriales intermedios  $M_W$

y  $M_Z$ . Dichos propagadores *neutralizan las componentes longitudinales* de los campos de norma masivos  $W_\mu^\pm$  y  $Z_\mu$  [14].

Como en el caso del método de cuantización a la Gupta-Bleuler en QED, estamos forzados a introducir *grados de libertad espurios* con el fin de no perder la covariancia Lorentz. El punto importante por señalar es que en estas formulaciones estamos obligados a *eliminar* los grados de libertad redundantes (resultado de la invariancia de norma de la teoría), mediante una *condición aceptable* para fijar la norma. En el lenguaje del formalismo para cuantizar mediante la integral de caminos (*path integral*), debemos restringir la integral funcional para reflejar esta condición de fijar la norma. Es decir, para cuantizar una teoría de norma, es necesario *fijar la norma*.

En este formalismo, los campos  $\widehat{\varphi}$  que aparecen en el lagrangiano clásico Ec. (2.1), son directamente cuantizados, es decir,

$$\mathcal{L}_C(\widehat{\varphi}) \longrightarrow \mathcal{L}_C(\varphi), \quad (3.1)$$

donde  $\varphi$  denota los campos cuánticos. Para ello es necesario añadir el llamado *término que fija la norma (gauge fixing term)* en el lagrangiano clásico  $\mathcal{L}_C$ , haciendo con esto que se rompa explícitamente la invariancia de norma de la teoría. Tomando una norma renormalizable del tipo 't Hooft ( $R_\xi$  gauge) [15], la cual fija *linealmente* la norma [7, 8], tendremos que<sup>1</sup>:

$$\begin{aligned} F^A &= \sqrt{\xi_A} \partial^\mu A_\mu; \\ F^Z &= \sqrt{\xi_Z} \partial^\mu Z_\mu - \frac{1}{\sqrt{\xi_Z}} M_Z \chi; \\ F^{W^\pm} &= \sqrt{\xi_W} \partial^\mu W_\mu^\pm \mp i \frac{1}{\sqrt{\xi_W}} M_W \phi^\pm, \end{aligned} \quad (3.2)$$

resultando el siguiente lagrangiano que fija la norma:

$$\mathcal{L}_{GF}^{conv} = -\frac{1}{2} \left[ (F^A)^2 + (F^Z)^2 + 2F^{W^+} F^{W^-} \right]. \quad (3.3)$$

En las relaciones anteriores, debemos notar que hemos escrito *tres diferentes parámetros de norma*  $\xi_j$  ( $j = A, Z, W^\pm$ ), esto es debido al hecho de que en principio deberá existir un parámetro de norma por cada campo de norma. Es común poner todas las constantes iguales entre sí, es decir,  $\xi_j = \xi$  para toda  $j$  sin pérdida de generalidad. El parámetro de norma es una constante real positiva ( $\xi \in \mathbb{R}^+$ ), la cual no es más que el multiplicador de Lagrange que aparece en el funcional generador. Cuando dicho parámetro de norma toma ciertos valores particulares, encontramos estructuras de norma conocidas [norma unitaria ( $\xi = 0$ ), norma de 't Hooft-Feynman ( $\xi = 1$ ), norma de Landau ( $\xi \rightarrow \infty$ ), etc].

<sup>1</sup> Aquí elegimos el término que fija la norma como originalmente lo hicieron K. Fujikawa, B. W Lee y A. I. Sanda. [14]

Con las consideraciones arriba mencionadas es posible escribir el término que fija la norma Ec. (3.3), de la forma siguiente:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{GF}^{conv} &= -\frac{\xi}{2} \left( \partial^\mu \widehat{A}_\mu \right)^2 - \frac{\xi}{2} \left( \partial^\mu \widehat{Z}_\mu + \frac{M_Z}{\xi} \chi \right)^2 \\ &\quad - \xi \left( \partial^\mu \widehat{W}_\mu^+ - i \frac{M_W}{\xi} \phi^+ \right) \left( \partial^\mu \widehat{W}_\mu^- + i \frac{M_W}{\xi} \phi^- \right). \end{aligned} \quad (3.4)$$

Por otro lado, para poder compensar las contribuciones de las componentes no físicas de los campos de norma en  $\mathcal{L}_{GF}^{conv}$ , es necesario introducir el *campo de fantasmas de Faddeev-Popov*  $u^\alpha(x)$  y  $\bar{u}^\alpha(x)$ , ( $\alpha = A, Z, W^\pm$ ), añadiendo el lagrangiano

$$\mathcal{L}_{FP}^{conv} = -\bar{u}^\alpha \frac{\delta F^\alpha}{\delta \theta^\beta} u^\beta. \quad (3.5)$$

En donde  $\delta F^\alpha / \delta \theta^\beta$  es la variación del término que fija la norma  $F^\alpha$  bajo las transformaciones de norma infinitesimales dadas por la Ec. (2.24), en donde el acento circunflejo de los campos ha sido omitido por comodidad.

Con todo lo anterior, el lagrangiano renormalizable completo para el ME electrodebil en el formalismo convencional será

$$\mathcal{L}_{ME}^{conv} = \mathcal{L}_C(\varphi) + \mathcal{L}_{GF}^{conv} + \mathcal{L}_{FP}^{conv}. \quad (3.6)$$

Todas las predicciones físicas del ME son derivadas del lagrangiano anterior  $\mathcal{L}_{ME}^{conv}$ , empleando para ello los métodos de la teoría cuántica de campos. Usualmente se aplica el formalismo de la integral de caminos para obtener las funciones de Green de la teoría

$$G_{1\dots n}^{(n),conv}(x_1, \dots, x_n) = \left\langle 0 \left| T \varphi_1 \dots \varphi_n \right| 0 \right\rangle, \quad (3.7)$$

y con ellas se obtienen los elementos de la matriz  $S$  mediante la reducción de Lehmann-Symanzik-Zimmermann (LSZ) [16]. El funcional generador  $Z_{conv}$  con el que obtenemos dichas funciones de Green es definido como

$$\begin{aligned} Z_{conv}[J, \omega, \bar{\omega}] &= \int \mathcal{D}\varphi \mathcal{D}\bar{u} \mathcal{D}u \\ &\quad \times \exp \left\{ i \int d^4x \left[ \mathcal{L}_{ME}^{conv} + \varphi J + \bar{u}\omega + \bar{\omega}u \right] \right\}, \end{aligned} \quad (3.8)$$

donde  $J$  son las "*fuentes clásicas*" para los campos  $\varphi$ , y  $\omega^\alpha$ ,  $\bar{\omega}^\alpha$  denotan las fuentes para los fantasmas y antifantasmas (de nuevo hemos suprimido el superíndice  $\alpha$  para simplificar

la notación). Los campos cuánticos  $\varphi$ ,  $u$  y  $\bar{u}$  aparecen como variables de integración de la integral funcional en la Ec. (3.8). Las funciones de Green son obtenidas de  $Z_{conv}[J, \omega, \bar{\omega}]$  tomando las derivadas funcionales con respecto a  $J$ :

$$G_{1\dots n}^{(n), conv}(x_1, \dots, x_n) = \frac{1}{i^n} \frac{\delta^n Z_{conv}}{\delta J_1 \dots \delta J_n} \Big|_{J=\omega=\bar{\omega}=0}. \quad (3.9)$$

De este modo, hallamos todas las funciones de Green disconexas de la teoría. Para poder hallar las funciones de Green conexas simplemente tomamos el logaritmo de la Ec. (3.8):

$$W_{conv}[J, \omega, \bar{\omega}] = \ln Z_{conv}[J, \omega, \bar{\omega}]. \quad (3.10)$$

Finalmente, se define la *acción efectiva* mediante la transformada de Legendre

$$\Gamma_{conv} = [\tilde{\varphi}, \tilde{u}, \tilde{\bar{u}}] = W_{conv}[J, \omega, \bar{\omega}] - i \int d^4x [\tilde{\varphi}J, \tilde{u}\omega, \tilde{\bar{u}}\bar{\omega}], \quad (3.11)$$

donde

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi} &= \frac{1}{i} \frac{\delta^n W_{conv}}{\delta J}; & \tilde{u}^\alpha &= \frac{1}{i} \frac{\delta^n W_{conv}}{\delta \omega^\alpha}; \\ \tilde{\bar{u}}^\alpha &= -\frac{1}{i} \frac{\delta^n W_{conv}}{\delta \bar{\omega}^\alpha}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Las derivadas de la acción efectiva con respecto a los campos  $\tilde{\varphi}$  son las funciones de vértice, o en otras palabras son las *funciones de Green irreducibles a una partícula* (1PI) de la teoría:

$$\Gamma_{1\dots n}^{(n), conv}(x_1, \dots, x_n) = \frac{\delta^n \Gamma_{conv}}{\delta \tilde{\varphi}_1 \dots \delta \tilde{\varphi}_n} \Big|_{\tilde{\varphi}=\tilde{u}=\tilde{\bar{u}}=0}. \quad (3.13)$$

La evaluación perturbativa del funcional generador dado arriba, nos proporcionará las *reglas de Feynman* para el modelo estándar, ya que las funciones de Green pueden ser calculadas orden a orden [14]. De especial interés son la forma que toman los propagadores de los bosones vectoriales, los cuales en el  $R_\xi$  gauge (lineal y no lineal) son

$$D_{\mu\nu}^V(k) = \frac{-i}{k^2 - M_V^2} \left[ g_{\mu\nu} - \left(1 - \frac{1}{\xi}\right) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2 - M_V^2/\xi} \right], \quad (3.14)$$

donde  $V = A, Z, W^\pm$  ( $M_A = 0$ ). La expresión anterior puede ser escrita como

$$D_{\mu\nu}^V(k) = -i \left[ \frac{g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / M_V^2}{k^2 - M_V^2} + \frac{k_\mu k_\nu / M_V^2}{k^2 - M_V^2/\xi} \right]. \quad (3.15)$$

Así, con la forma obtenida del propagador para los bosones vectoriales en (3.15), es posible obtener la forma explícita de dichos propagadores en otras normas conocidas:

(1) Cuando hacemos tender  $\xi \rightarrow 1$  obtenemos

$$D_{\mu\nu}^V(k) = -i \left[ \frac{g_{\mu\nu}}{k^2 - M_V^2} \right], \quad (3.16)$$

ésta es la llamada *norma de 't Hooft–Feynman*, en la cual los propagadores de los bosones vectoriales son proporcionales a  $g_{\mu\nu}$ .

(2) Cuando hacemos tender  $\xi \rightarrow \infty$ , obtenemos

$$D_{\mu\nu}^V(k) = \frac{-i}{k^2 - M_V^2} \left[ g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \right], \quad (3.17)$$

ésta es la llamada *norma de Landau* o también conocida como *norma renormalizable*, la cual es ampliamente usada en QED.

(3) Cuando hacemos tender  $\xi \rightarrow 0$ , obtenemos

$$D_{\mu\nu}^V(k) = \frac{-i}{k^2 - M_V^2} \left[ g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{M_V^2} \right], \quad (3.18)$$

la *norma unitaria*, en la cual los propagadores de los escalares no físicos ( $\phi^\pm$ ,  $\chi$ ) no existen, y de esta manera reestablecemos la unitariedad de la matriz  $S$ . Sin embargo, en el “ $U$  gauge” las funciones de Green *no son manifestamente renormalizables*.

Para cualquier valor finito de  $\xi$  se tendrán singularidades en los propagadores de los mesones escalares no físicos ( $\phi^\pm$ ,  $\chi$ ), de igual manera que los bosones vectoriales, es decir, cuando  $k^2 = M_V^2/\xi$ . Para poder preservar la unitariedad de la matriz  $S$ , estos polos no físicos deberán de cancelarse en dicha matriz, la cual relaciona únicamente partículas físicas, como son  $W_\mu^\pm$ ,  $Z_\mu$ ,  $A_\mu$  y  $H$ .

Los propagadores tanto del Higgs, como de los mesones escalares no físicos, así como de los fantasmas, en el  $R_\xi$  gauge (lineal o no lineal) se escriben como

$$\Delta_j(k) = \frac{i}{\left[ k^2 - m_j^2/\xi_j \right]}, \quad (3.19)$$

donde  $j = \phi^\pm, \chi, u^A, u^Z, u^\pm$ .

Como se mencionó antes, la invariancia de norma presente en el lagrangiano clásico  $\mathcal{L}_C$  se pierde por la introducción de los Lagrangianos  $\mathcal{L}_{GF}^{conv}$ , que fija la norma, y  $\mathcal{L}_{FP}^{conv}$  de los fantasmas. Sin embargo, es posible definir un tipo de transformación que involucre a los fantasmas, haciendo posible que el lagrangiano completo del modelo estándar  $\mathcal{L}_{ME}^{conv}$  permanezca aún invariante; nos referimos desde luego a las transformaciones propuestas por Becchi–Rouet–Stora–Tyutin (BRST) [17]. Las relaciones que aparecen entre las

diferentes funciones de Green como consecuencia de la invariancia de norma de la teoría, son las llamadas *identidades de Slavnov–Taylor*, que son la generalización al caso no abeliano de las *identidades de Ward* para QED [17]. Dichas identidades BRST tienen una estructura muy complicada y en general implican contribuciones con campos de fantasmas [19].

### 3. Cuantización en el *Background Field Method* electrodebil

Como se mencionó en la sección anterior, en el formalismo convencional los campos que aparecen en el lagrangiano clásico son directamente cuantizados, en cambio, en el *Background Field Method* (BFM) esto es llevado a cabo *separando* los campos clásicos  $\widehat{\varphi}$  del lagrangiano  $\mathcal{L}_c$  en *campos clásicos de fondo* (*background*)  $\widehat{\varphi}$  y *campos cuánticos*  $\varphi$  (ver la Sec. 2.3 de la Ref. [9]),

$$\mathcal{L}_c(\widehat{\varphi}) \longrightarrow \mathcal{L}_c(\widehat{\varphi} + \varphi). \quad (4.1)$$

Se añade un término que fija la norma con la *propiedad* de romper únicamente la invariancia de norma del campo cuántico, pero preservando la invariancia de la acción efectiva con respecto al campo clásico de fondo [20].

El término que fija la norma es el propuesto recientemente por A. Denner, S. Dittmaier y G. Weinglein como una generalización del  $R_\xi$  *gauge* para el BFM extendido al sector electrodebil <sup>2</sup> [21].

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{GF}^{BFM} = & -\frac{\xi_Q^B}{2} \left[ \partial_\mu B^\mu + i \frac{g_1}{2\xi_Q^B} \left( \widehat{\Phi}_m^\dagger \Phi_m - \Phi_m^\dagger \widehat{\Phi}_m \right) \right]^2 \\ & - \frac{\xi_Q^W}{2} \left[ \left( \delta^{ac} \partial_\mu + g_2 \varepsilon^{abc} \widehat{W}_\mu^b \right) W^{c,\mu} \right. \\ & \left. - i \frac{g_2}{2\xi_Q^W} \left( \widehat{\Phi}_m^\dagger \sigma_{mn}^a \Phi_n - \Phi_m^\dagger \sigma_{mn}^a \widehat{\Phi}_n \right) \right]^2, \quad (4.2) \end{aligned}$$

donde  $\sigma^a$ ,  $a = 1, 2, 3$ , denota las matrices de Pauli, y  $\xi_Q^W$ ,  $\xi_Q^B$  son los parámetros asociados con el término que fija la norma para los campos cuánticos <sup>3</sup>. Es de hacer notar que a pesar de existir parámetros análogos de norma para los campos clásicos, ellos pueden ser fijados de cualquier forma, sin causar ningún daño a la invariancia de norma con respecto a los campos clásicos de fondo [20]. La invariancia de norma de los campos de fondo restringe el número de parámetros cuánticos a dos, uno para  $SU(2)_L$  y otro para  $U(1)_Y$ . Los campos de Higgs de fondo  $\widehat{\Phi}$  tienen el valor usual de expectación no nulo  $v$ , contrastando con el campo de Higgs cuántico  $\Phi$  que es cero:

<sup>2</sup> Hemos hecho el cambio  $\xi_Q^{B,W} \rightarrow 1/\xi_Q^{B,W}$  en los parámetros de norma cuánticos, con respecto al término que fija la norma de la referencia original [25].

<sup>3</sup> En el BFM electrodebil, la invariancia de norma restringe el número de parámetros de norma cuánticos a dos,  $\xi_Q^W$  y  $\xi_Q^B$ . Dichos parámetros se encuentran relacionados mediante la igualdad  $\xi_Q^W = c_W^2 \xi_Q^Z + s_W^2 \xi_Q^A$ .

$$\begin{aligned} \widehat{\Phi}(x) &= \begin{pmatrix} \widehat{\phi}^+(x) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \widehat{H}(x) + i \widehat{\chi}(x)) \end{pmatrix}, \\ \Phi(x) &= \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(H(x) + i \chi(x)) \end{pmatrix}. \quad (4.3) \end{aligned}$$

En el espíritu del BFM deberíamos separar también los campos fermiónicos en dos partes, una cuántica y otra de fondo. No obstante, debido a que los fermiones no entran en el término que fija la norma, la cuantización de dichos campos en el BFM se lleva a cabo de manera equivalente al formalismo convencional. Las reglas de Feynman para estos campos son las mismas tanto para los campos de fondo como para los cuánticos y es por esto que no es necesario hacer ningún tipo de distinción entre ellos. En lo que sigue usaremos un símbolo común para dichos campos, es decir, eliminaremos el acento circunflejo para los campos fermiónicos de fondo con la finalidad de hacer más simple la notación.

A continuación, expresaremos el término que fija la norma (4.2) en términos de campos físicos, justo como lo hicimos en la Sec. 3. Hacemos como antes  $\xi_Q^W = \xi_Q^B = \xi_Q$  sin pérdida de generalidad, resultando:

$$\mathcal{L}_{GF}^{BFM} = -\frac{\xi_Q}{2} \left[ \left( G^A \right)^2 + \left( G^Z \right)^2 + 2G^{W^+} G^{W^-} \right]. \quad (4.4)$$

donde

$$\begin{aligned} G^A &= \partial^\mu A_\mu + ie \left( \widehat{W}_\mu^+ W^{-\mu} - W_\mu^+ \widehat{W}^{-\mu} \right) \\ &\quad + i \frac{e}{\xi_Q} \left( \widehat{\phi}^- \phi^+ - \widehat{\phi}^+ \phi^- \right), \\ G^Z &= \partial^\mu Z_\mu - ie \frac{c_W}{s_W} \left( \widehat{W}_\mu^+ W^{-\mu} - W_\mu^+ \widehat{W}^{-\mu} \right) \\ &\quad - i \frac{e(c_W^2 - s_W^2)}{2\xi_Q c_W s_W} \left( \widehat{\phi}^- \phi^+ - \widehat{\phi}^+ \phi^- \right) \\ &\quad + \frac{e}{2\xi_Q c_W s_W} \left( \widehat{\chi} H - \widehat{H} \chi - v \chi \right), \\ G^{W^\pm} &= \partial^\mu W_\mu^\pm \pm ie \left( \widehat{A}^\mu - \frac{c_W}{s_W} \widehat{Z}^\mu \right) W_\mu^\pm \\ &\quad \mp ie \left( A^\mu - \frac{c_W}{s_W} Z^\mu \right) \widehat{W}_\mu^\pm \\ &\quad \mp i \frac{e}{2\xi_Q s_W} \left[ \left( v + \widehat{H} \mp i \widehat{\chi} \right) \phi^\pm - \left( H \mp i \chi \right) \widehat{\phi}^\pm \right]. \quad (4.5) \end{aligned}$$

Finalmente, debemos añadir la parte de los fantasmas de Faddeev–Popov en el lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{FP}^{BFM} = -\bar{u}^\alpha \frac{\delta G^\alpha}{\delta \hat{\theta}^\beta} u^\beta, \quad (4.6)$$

donde  $\alpha = A, Z, W^\pm$ . Aquí  $\delta G^\alpha / \delta \hat{\theta}^\beta$  es la variación del término que fija la norma  $G^\alpha$  bajo las siguientes transformaciones de norma infinitesimales cuánticas [22]:

$$\begin{aligned} \delta W_\mu^\pm &= \partial_\mu \delta \theta^\pm \mp ie \left( W_\mu^\pm + \widehat{W}_\mu^\pm \right) \left( \delta \theta^A - \frac{c_w}{s_w} \delta \theta^Z \right) \pm ie \left[ \left( A_\mu + \widehat{A}_\mu \right) - \frac{c_w}{s_w} \left( Z_\mu + \widehat{Z}_\mu \right) \right] \delta \theta^\pm, \\ \delta Z_\mu &= \partial_\mu \delta \theta^Z - ie \frac{c_w}{s_w} \left[ \left( W_\mu^+ + \widehat{W}_\mu^+ \right) \delta \theta^- - \left( W_\mu^- + \widehat{W}_\mu^- \right) \delta \theta^+ \right], \\ \delta A_\mu &= \partial_\mu \delta \theta^A + ie \left[ \left( W_\mu^+ + \widehat{W}_\mu^+ \right) \delta \theta^- - \left( W_\mu^- + \widehat{W}_\mu^- \right) \delta \theta^+ \right], \\ \delta \phi^\pm &= \pm \frac{ie}{2s_w} \left[ H + \widehat{H} + v \pm i \left( \chi + \widehat{\chi} \right) \right] \delta \theta^\pm \mp ie \left( \phi^\pm + \widehat{\phi}^\pm \right) \left( \delta \theta^A - \frac{c_w^2 - s_w^2}{2c_w s_w} \delta \theta^Z \right), \\ \delta \chi &= \frac{e}{2s_w} \left[ \left( \phi^+ + \widehat{\phi}^+ \right) \delta \theta^- + \left( \phi^- + \widehat{\phi}^- \right) \delta \theta^+ \right] - \frac{e}{2c_w s_w} \left( H + \widehat{H} + v \right) \delta \theta^Z, \\ \delta H &= \frac{ie}{2s_w} \left[ \left( \phi^+ + \widehat{\phi}^+ \right) \delta \theta^- - \left( \phi^- + \widehat{\phi}^- \right) \delta \theta^+ \right] + \frac{e}{2c_w s_w} \left( \chi + \widehat{\chi} \right) \delta \theta^Z, \end{aligned} \quad (4.7)$$

y las transformaciones infinitesimales para los campos de fondo serán

$$\delta \widehat{W}_\mu^\pm = \delta \widehat{Z}_\mu = \delta \widehat{A}_\mu = \delta \widehat{\phi}^\pm = \delta \widehat{H} = \delta \widehat{\chi} = 0. \quad (4.8)$$

Con lo anterior, es posible construir el lagrangiano del ME en el BFM electrodebil de forma completamente análoga a lo que discutimos en el Sec. 3, es decir,

$$\mathcal{L}_{ME}^{BFM} = \mathcal{L}_C(\varphi + \widehat{\varphi}) + \mathcal{L}_{GF}^{BFM} + \mathcal{L}_{FP}^{BFM}. \quad (4.9)$$

Haciendo uso del lagrangiano de la Ec. (4.9), es posible definir cantidades análogas al funcional generador de las funciones de Green desconexas  $Z_{conv}$ , Ec. (3.8), al funcional generador de las funciones de Green conexas  $W_{conv}$ , Ec. (3.10) y a la acción efectiva  $\Gamma_{conv}$ , Ec. (3.11), en el BFM electrodebil, justo como lo hace L. F. Abbott [23] (ver la Sec. 2.3 de la Ref. 9), es decir,

$$\begin{aligned} Z_{BFM} [J, \widehat{\varphi}] &= \int \mathcal{D}\varphi \mathcal{D}\bar{u} \mathcal{D}u \\ &\times \exp \left\{ i \int d^4x \left[ \mathcal{L}_{ME}^{BFM} + \widehat{\varphi} J \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Notemos que las variables de integración en la integral funcional son los *campos cuánticos*  $\varphi$  y que el funcional generador (4.10) depende de las fuentes clásicas  $J$  y de los campos de fondo  $\widehat{\varphi}$ . El funcional generador del formalismo convencional (3.8), contiene además fuentes para los campos de

fantasmas, para poder hacer frente a la aparente contribución de dichos fantasmas en las identidades de Slavnov–Taylor. Las identidades de Ward para los vértices del BFM electrodebil, están libres de contribuciones de fantasmas, haciendo con ello que el funcional generador (4.10) no tenga un término de fuente para estos campos. Por tanto,

$$W_{BFM} [J, \widehat{\varphi}] = \ln Z_{BFM} [J, \widehat{\varphi}] \quad (4.11)$$

y

$$\Gamma_{BFM} [\widehat{\varphi}, \widehat{\varphi}] = W_{BFM} [J, \widehat{\varphi}] - \int d^4x \widehat{\varphi} J, \quad (4.12)$$

donde

$$\widehat{\varphi} = \frac{\delta W_{BFM}}{i \delta J}. \quad (4.13)$$

Como ha sido probado en la Ref. 23, estaremos interesados en la acción efectiva descrita en la EC. (4.12) cuando hacemos  $\widehat{\varphi} = 0$  (ver Sec. 2.3 de la Ref. 9). De esta manera la acción efectiva  $\Gamma_{BFM} [0, \widehat{\varphi}]$  es *invariante de norma*. En otras palabras, es invariante bajo las transformaciones de norma (2.24) y (2.25) de los campos clásicos de fondo. La acción efectiva  $\Gamma_{BFM} [0, \widehat{\varphi}]$  es el funcional generador de los vértices, es decir, de las funciones 1PI del campo de fondo:



$$\Gamma_{1\dots n}^{(n),BFM}(x_1\dots x_n) = \left. \frac{\delta^n \Gamma_{BFM}[0, \widehat{\varphi}]}{\delta \widehat{\varphi}_1 \dots \delta \widehat{\varphi}_n} \right|_{\widehat{\varphi}=0}. \quad (4.14)$$

Todas las identidades de Ward que nacen de la acción efectiva (4.12) se pueden hallar en las Refs. 13, 24 y 25. Se ha probado en la Ref. 23 que la invariancia de norma de la acción efectiva  $\Gamma_{BFM}[0, \widehat{\varphi}]$  del BFM, coincide plenamente con la acción efectiva convencional (3.11) calculada en una *norma no trivial* que depende de  $\widehat{\varphi}$  (ver Sec. 2.3 de la Ref. 9).

Las funciones 1PI del BFM electrodebil son calculadas directamente de las reglas de Feynman asociadas al lagrangiano  $\mathcal{L}_{ME}^{BFM}$ . Dichas reglas de Feynman *distinguen* entre los campos cuánticos y los campos de fondo. Los campos cuánticos aparecen *únicamente* dentro de los *lazos*, en cambio los campos de fondo están asociados con líneas externas. Además de que existen el doble de campos de norma y de Higgs, las reglas de Feynman para el BFM electrodebil difieren del formalismo convencional únicamente en el término que fija la norma y el sector de fantasmas. Debido a que el término que fija la norma (4.4) es *no lineal en los campos*, el *parámetro de norma*  $\xi_Q$  *entrará también en los vértices de los bosones de norma*. Como ya hemos dicho antes, las reglas de Feynman para los campos fermiónicos son las mismas que en el formalismo convencional. La lista completa de las reglas de Feynman del BFM electrodebil que usaremos en este trabajo, son dadas en el Apéndice A.

La matriz  $S$  es construida de forma usual, creando *árboles* con los vértices del  $\Gamma_{BFM}[0, \widehat{\varphi}]$ , los cuales son conectados por los propagadores de los campos de fondo [20]. A. Denner, G. Weinglein y S. Dittmaier han sido capaces de demostrar que los resultados que se obtienen de la matriz  $S$  son en efecto independientes de  $\xi_Q$  [24], y que es equivalente a lo que uno obtendría en el formalismo convencional.

A pesar de la distinción entre los campos cuánticos y de fondo, los cálculos llevados a cabo en el BFM electrodebil, son en general más simples que en el formalismo convencional. En primer lugar, porque gracias a que el término que fija la norma es *no lineal* en los campos de norma, el sector de fantasmas es más simple y elegante y en segundo lugar porque gracias a esa no linealidad en dichos campos no aparecerán acoplamientos como  $\widehat{A} - W^\pm - \phi^\mp$ , haciendo con ello que contribuyan menos diagramas de los que usualmente aparecen en el  $R_\xi$  *gauge* (lineal). Esta propiedad será utilizada ampliamente en la siguiente sección. Además, si elegimos como caso particular trabajar en la norma de t' Hooft–Feynman ( $\xi_Q = 1$ ), los vértices se simplifican considerablemente.

Por otro lado, el término que fija la norma para los campos de fondo (el cual es necesario para definir los propagadores de los campos de fondo), *no tiene ninguna relación* con el término que fija la norma para los campos cuánticos. Esta libertad puede ser explotada eligiendo una norma *conveniente* para los campos de fondo, es decir, podemos elegir la norma Unitaria previamente señalada, o bien, podemos elegir una norma no lineal [26]. De esta forma, el número de diagramas de Feynman que contribuyen a los elementos de la matriz  $S$  pueden ser reducidos drásticamente. El término que

fija la norma para los campos de fondo no afecta en absoluto a la acción efectiva  $\Gamma_{BFM}[0, \widehat{\varphi}]$ . Ello es únicamente relevante para la construcción de las funciones de Green conexas y los elementos de la matriz  $S$  en donde únicamente entran cantidades a nivel árbol. La cancelación del parámetro de norma del campo clásico de fondo en los elementos de la matriz  $S$  completa, es una consecuencia directa de las identidades de Ward del BFM electrodebil, [24,25].

#### 4. Algunas identidades de Ward en el BFM electrodebil

En esta sección, damos sólo algunas de la identidades de Ward que nacen en el BFM electrodebil a manera de ejemplo. Dichas identidades son *válidas a todos los órdenes en teoría de perturbaciones*, además de ser válidas para *cualquier valor del parámetro de norma cuántica*  $\xi_Q$  (Para mayores detalles, ver las Refs. 13, 24 y 25):

$$k^\mu \Gamma_{\mu\nu}^{\widehat{A}\widehat{A}}(k) = 0, \quad k^\mu \Gamma_{\mu\nu}^{\widehat{A}\widehat{Z}}(k) = 0, \quad (5.1)$$

$$k^\mu \Gamma_{\mu}^{\widehat{A}\widehat{H}}(k) = 0, \quad k^\mu \Gamma_{\mu}^{\widehat{A}\widehat{\chi}}(k) = 0, \quad (5.2)$$

$$k^\mu \Gamma_{\mu\nu}^{\widehat{Z}\widehat{Z}}(k) - iM_z \Gamma_{\nu}^{\widehat{\chi}\widehat{Z}}(k) = 0, \quad (5.3)$$

$$k^\mu \Gamma_{\mu}^{\widehat{Z}\widehat{\chi}}(k) - iM_z \Gamma^{\widehat{\chi}\widehat{\chi}}(k) + \frac{ie}{2s_w c_w} \Gamma^{\widehat{H}}(0) = 0, \quad (5.4)$$

$$k^\mu \Gamma_{\mu\nu}^{\widehat{W}^\pm \widehat{W}^\mp}(k) \mp M_w \Gamma_{\nu}^{\widehat{\phi}^\pm \widehat{W}^\mp}(k) = 0, \quad (5.5)$$

$$k^\mu \Gamma_{\mu}^{\widehat{W}^\pm \widehat{\phi}^\mp}(k) \mp M_w \Gamma^{\widehat{\phi}^\pm \widehat{\phi}^\mp}(k) \pm \frac{e}{2s_w} \Gamma^{\widehat{H}}(0) = 0. \quad (5.6)$$

Como consecuencia de la analiticidad de los vértices  $\Gamma_{\mu\nu}^{\widehat{A}\widehat{A}}(k)$  y  $\Gamma_{\mu\nu}^{\widehat{A}\widehat{Z}}(k)$  se ha probado (ver las Ecs. 25 y 26 así como Ecs. 33 y 34 de la Ref. 25) que, las partes transversas de las correspondientes autoenergías cuando  $k^2 = 0$ , son cero, es decir,

$$\Sigma_T^{\widehat{A}\widehat{A}}(0) = 0 \quad (a), \quad \Sigma_T^{\widehat{A}\widehat{Z}}(0) = 0 \quad (b), \quad (5.7)$$

$$k^\mu \Gamma_{\mu}^{\widehat{A}ff}(k, \bar{p}, p) = -eQ_f [\Gamma^{\widehat{f}ff}(\bar{p}) - \Gamma^{\widehat{f}ff}(-p)], \quad (5.8)$$

$$\begin{aligned} & k^\mu \Gamma_{\mu}^{\widehat{Z}ff}(k, \bar{p}, p) - iM_z \Gamma^{\widehat{\chi}ff}(k, \bar{p}, p) \\ &= e[\Gamma^{\widehat{f}ff}(\bar{p})(v_f - a_f \gamma_5) - (v_f + a_f \gamma_5)\Gamma^{\widehat{f}ff}(-p)], \quad (5.9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & k^\mu \Gamma_{\mu}^{\widehat{W}^\pm \bar{f}^\pm f^\mp}(k, \bar{p}, p) \mp M_w \Gamma^{\widehat{\phi}^\pm \bar{f}^\pm f^\mp}(k, \bar{p}, p) \\ &= \frac{e}{\sqrt{2}s_w} [\Gamma^{\bar{f}^\pm f^\mp}(\bar{p})\omega_- - \omega_+ \Gamma^{\bar{f}^\pm f^\mp}(-p)]. \quad (5.10) \end{aligned}$$

En la próxima sección de este trabajo, haremos la demostración explícita de la veracidad de la identidad de Ward (5.7b) a un lazo, mediante cálculo directo en el BFM electrodebil. Por otro lado, notemos que la identidad de Ward que relaciona únicamente fermiones y fotones [Ec. (5.8)], es justo la identidad de Ward para QED.

$$k^\mu \Gamma_{\mu\rho\sigma}^{\widehat{A}\widehat{W}^+\widehat{W}^-}(k, k_+, k_-) = e[\Gamma_{\rho\sigma}^{\widehat{W}^+\widehat{W}^-}(k_+) - \Gamma_{\rho\sigma}^{\widehat{W}^+\widehat{W}^-}(-k_-)], \quad (5.11)$$

$$k_+^\rho \Gamma_{\mu\rho\sigma}^{\widehat{A}\widehat{W}^+\widehat{W}^-}(k, k_+, k_-) - M_W \Gamma_{\mu\sigma}^{\widehat{A}\widehat{\phi}^+\widehat{W}^-}(k, k_+, k_-) = +e \left[ \Gamma_{\mu\sigma}^{\widehat{W}^+\widehat{W}^-}(-k_-) - \Gamma_{\mu\sigma}^{\widehat{A}\widehat{A}}(k) + \frac{c_W}{s_W} \Gamma_{\mu\sigma}^{\widehat{A}\widehat{Z}}(k) \right], \quad (5.12)$$

$$k_-^\sigma \Gamma_{\mu\rho\sigma}^{\widehat{A}\widehat{W}^+\widehat{W}^-}(k, k_+, k_-) + M_W \Gamma_{\mu\rho}^{\widehat{A}\widehat{W}^+\widehat{\phi}^-}(k, k_+, k_-) = -e \left[ \Gamma_{\mu\rho}^{\widehat{W}^-\widehat{W}^+}(-k_+) - \Gamma_{\mu\rho}^{\widehat{A}\widehat{A}}(k) + \frac{c_W}{s_W} \Gamma_{\mu\rho}^{\widehat{A}\widehat{Z}}(k) \right], \quad (5.13)$$

$$k^\mu \Gamma_{\mu\rho\sigma}^{\widehat{Z}\widehat{W}^+\widehat{W}^-}(k, k_+, k_-) - iM_Z \Gamma_{\rho\sigma}^{\widehat{\chi}\widehat{W}^+\widehat{W}^-}(k, k_+, k_-) = -e \frac{c_W}{s_W} [\Gamma_{\rho\sigma}^{\widehat{W}^+\widehat{W}^-}(k_+) - \Gamma_{\rho\sigma}^{\widehat{W}^+\widehat{W}^-}(-k_-)], \quad (5.14)$$

$$k_+^\rho \Gamma_{\mu\rho\sigma}^{\widehat{Z}\widehat{W}^+\widehat{W}^-}(k, k_+, k_-) - M_W \Gamma_{\mu\sigma}^{\widehat{Z}\widehat{\phi}^+\widehat{W}^-}(k, k_+, k_-) = -e \frac{c_W}{s_W} \left[ \Gamma_{\mu\sigma}^{\widehat{W}^+\widehat{W}^-}(-k_-) - \Gamma_{\mu\sigma}^{\widehat{Z}\widehat{Z}}(k) + \frac{s_W}{c_W} \Gamma_{\mu\sigma}^{\widehat{Z}\widehat{A}}(k) \right], \quad (5.15)$$

$$k_-^\sigma \Gamma_{\mu\rho\sigma}^{\widehat{Z}\widehat{W}^+\widehat{W}^-}(k, k_+, k_-) + M_W \Gamma_{\mu\rho}^{\widehat{Z}\widehat{W}^+\widehat{\phi}^-}(k, k_+, k_-) = e \frac{c_W}{s_W} \left[ \Gamma_{\mu\rho}^{\widehat{W}^-\widehat{W}^+}(-k_+) - \Gamma_{\mu\rho}^{\widehat{Z}\widehat{Z}}(k) + \frac{s_W}{c_W} \Gamma_{\mu\rho}^{\widehat{Z}\widehat{A}}(k) \right]. \quad (5.16)$$

Notemos además que todas las identidades de Ward, relacionan *únicamente* campos de fondo (ver, secciones 2.4 de la Ref. 9).

## 5. Algunas aplicaciones en el BFM electrodebil

Como ya hemos mencionado antes, la versión electrodebil del BFM fue introducida por A. Denner, G. Weiglein y S. Dittmaier [13, 24, 25]. En esta versión del modelo estándar  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , la invariancia de norma de la acción efectiva del BFM (Ec. (4.12)), implica simples identidades de Ward como ocurren en QED para las diversas funciones de Green; en contraste con las complicadas identidades de Slavnov-Taylor del formalismo convencional, las cuales relacionan campos de fantasmas no físicos (ver la sec. 1.2.3. de la Ref. 9). El BFM electrodebil ha sido utilizado de forma muy frecuente los últimos años. En esta sección, a manera de ejemplo, usaremos dicho formalismo en el ME abordando el estudio de los factores de forma electromagnéticos del neutrino. Así como la demostración de una importante identidad de Ward para la autoenergía  $\gamma_B Z_B$  mediante cómputo directo a un lazo <sup>4</sup>. Todos estos cálculos son llevados a cabo en la norma de 't Hooft-Feynman ( $\xi_Q = 1$ ) <sup>5</sup>.

### 5.1. La carga eléctrica del neutrino

La descomposición más general invariante Lorentz para el vértice electromagnético del neutrino  $\nu\nu\gamma$  en el modelo

estándar está dada por [30, 31, 32]

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_\mu &= \langle \nu_l(p') | J_\mu^{em} | \nu_l(p) \rangle \\ &= \bar{u}_l(p') \left\{ F_D(q^2) \gamma_\mu - i \frac{F_P(q^2)}{2m_e} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right\} u_l(p), \quad (6.1) \end{aligned}$$

donde  $q = p - p'$ ,  $l$  se refiere a una de las familias leptónicas  $e, \mu, \tau$ ;  $F_D(q^2)$  y  $F_P(q^2)$  son, respectivamente, los factores de forma de Dirac y Pauli del neutrino.

Consideremos los diagramas de Feynman a un lazo que contribuyen al vértice propio  $\nu\nu\gamma$ . Usando las reglas de Feynman del BFM electrodebil dadas en el Apéndice A, hallamos que únicamente existen *cuatro* diagramas del vértice propio  $\nu\nu\gamma$  (Figs. 1a a 1c). Esta es una típica característica de la estructura no lineal del término que fija la norma en el BFM [27, 28]. En el formalismo convencional ( $R_\xi$  gauge) existen dos vértices propios más, los cuales no aparecen en el BFM electrodebil pues no existe el acoplamiento  $\gamma - W - \varphi$  (ver la Sec. 4). La contribución a la Carga Eléctrica del Neutrino (CEN) de cada uno de estos diagramas después de haber usado las identidades entre las integrales escalares de Passarino-Veltman de dos  $B_0$  y tres  $C_0$  puntos (ver las Refs. 27, 28 y 33) son:

<sup>4</sup> En esta sección los campos de fondo (*background*) serán denotados con un subíndice  $B$ , en lugar del acento circunflejo que aparece en las reglas de Feynman del Apéndice A.

<sup>5</sup> Los cálculos de los factores de forma electromagnéticos del neutrino válidos para cualquier *norma*, han sido realizados en [27, 28].

$$\mathcal{Q}_{\nu_l} \Big|_{Fig,1a} = F_D(q^2 = 0) \Big|_{Fig,1a} = -\frac{\alpha e m_l^2}{64\pi M_W^2 s_W^2 (M_W^2 - m_l^2)^2} \times \left\{ (M_W^2 - m_l^2)(M_W^2 - 3m_l^2) + 2m_l^4 B_0(0; m_l^2, m_l^2) + 2M_W^2 (M_W^2 - 2m_l^2) B_0(0; M_W^2, M_W^2) \right\}, \quad (6.2)$$

$$\mathcal{Q}_{\nu_l} \Big|_{Fig,1b} = F_D(q^2 = 0) \Big|_{Fig,1b} = -\frac{\alpha e}{32\pi (m_l^2 - M_W^2)^2 s_W^2 (M_W^2 - m_l^2)^2} \times \left\{ 3M_W^2 m_l^2 (M_W^2 - m_l^2)^2 B_0(0; M_W^2, M_W^2) + m_l^4 \left[ -2m_l^4 + 4M_W^2 m_l^2 - 2M_W^4 \right] B_0(0; m_l^2, m_l^2) - M_W^2 (2M_W^2 - m_l^2) (m_l^2 - M_W^2)^2 B_0(0; M_W^2, M_W^2) - \left[ -m_l^4 + M_W^4 \right] (m_l^2 - M_W^2) (M_W^2 - m_l^2) \right\}, \quad (6.3)$$

$$\mathcal{Q}_{\nu_l} \Big|_{Fig,1c} = F_D(q^2 = 0) \Big|_{Fig,1c} = -\mathcal{Q}_{\nu_l} \Big|_{Fig,1a}, \quad (6.4)$$

$$\mathcal{Q}_{\nu_l} \Big|_{Fig,1d} = F_D(q^2 = 0) \Big|_{Fig,1d} = -\mathcal{Q}_{\nu_l} \Big|_{Fig,1b}. \quad (6.5)$$

De las Ecs. (6.1) a (6.5) es obvio que la CEN desaparece:

$$\mathcal{Q}_{\nu_l} = \mathcal{Q}_{\nu_l} \Big|_{Fig,1a} + \mathcal{Q}_{\nu_l} \Big|_{Fig,1b} + \mathcal{Q}_{\nu_l} \Big|_{Fig,1c} + \mathcal{Q}_{\nu_l} \Big|_{Fig,1d} = 0. \quad (6.6)$$

El factor de forma de Dirac  $F_D(q^2)$  completo (*i.e.* la contribución de los cuatro diagramas) está dado por:

$$F_D(q^2) = -\frac{\alpha e}{4\pi} \left\{ \frac{(m_l^2 + 2M_W^2)}{4M_W^2 s_W^2} + \frac{B_0(q^2; M_W^2, M_W^2) - B_0(q^2; m_l^2, m_l^2)}{8q^2 M_W^2 s_W^2} \left[ 2m_l^4 + m_l^2(q^2 + 2M_W^2) - 2M_W^2(2M_W^2 + 3q^2) \right] + \frac{C_0(0, q^2, 0; m_l^2, M_W^2, M_W^2)}{4q^2 M_W^2 s_W^2} \left[ m_l^4(m_l^2 + q^2) - m_l^2 M_W^2(3M_W^2 + 2q^2) + 2M_W^4(M_W^2 + 2q^2) \right] + \frac{C_0(0, q^2, 0; M_W^2, m_l^2, m_l^2)}{4q^2 M_W^2 s_W^2} \left[ m_l^4(m_l^2 + q^2) - m_l^2 M_W^2(3M_W^2 + 2q^2) + 2M_W^2(M_W^2 + 2q^2)^2 \right] \right\}, \quad (6.7)$$

que de nuevo, al hacer uso de las relaciones entre las  $B_0$  y  $C_0$  de las Refs. 27, 28 y 33, es fácil ver que el factor de forma de Dirac se anula cuando  $q^2 = 0$ :

$$\mathcal{Q}_{\nu_l} = \lim_{q^2 \rightarrow 0} F_D(q^2, \xi_Q^W) = 0. \quad (6.8)$$

El resultado anterior es notable, pues únicamente con los cuatro vértices propios (Fig. 1), la cancelación de la CEN se lleva a cabo. En cambio, en el formalismo convencional ( $R_\xi$  gauge), es necesario incluir no sólo dos vértices propios más, sino los vértices impropios (la parte transversa de la autoenergía  $\gamma Z$ ). Únicamente entonces es cuando obtenemos [29, 27, 28] que  $\mathcal{Q}_{\nu}^{R\xi} = 0$ , en obvia notación. En el BFM electrodébil el vértice impropio (autoenergía  $\gamma Z$ ) también existe, pero su contribución a la CEN es cero (ver la Sec. 6.3 de más adelante). Esto es debido a que la parte transversa de la autoenergía  $\gamma_B Z_B$  es cero (ver la Sec. 6.3).

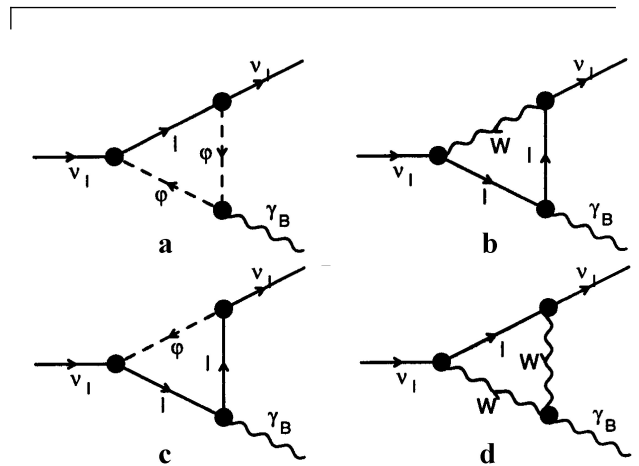


FIGURA 1. Contribuciones del vértice propio electromagnético  $\nu\nu\gamma$  al NEC y NMM en el BFM electrodébil.

5.2. El momento magnético del neutrino

En la extensión mínima del modelo estándar (ME), donde los neutrinos dextrógiros son añadidos para cada familia, el momento magnético del neutrino (MMN) surge naturalmente [30, 34]. La contribución de cada diagrama de la Fig. 1a al factor de forma de Pauli, considerando neutrinos masivos de Dirac sin cambio de sabor, está dada por:

$$\mu_{\nu_l}|_{F^{ig,1a}} = \frac{em_{\nu_l}G_F}{4\pi^2\sqrt{2}} \left\{ \frac{5}{12}x + \dots \right\}, \quad (6.9)$$

$$\mu_{\nu_l}|_{F^{ig,1b}} = \frac{em_{\nu_l}G_F}{4\pi^2\sqrt{2}} \left\{ \frac{2}{3} + x \left[ \frac{7}{6} + \log x \right] + \dots \right\}, \quad (6.10)$$

$$\mu_{\nu_l}|_{F^{ig,1c}} = \frac{em_{\nu_l}G_F}{4\pi^2\sqrt{2}} \left\{ -x \left[ \frac{5}{3} + \log x \right] + \dots \right\}, \quad (6.11)$$

$$\mu_{\nu_l}|_{F^{ig,1d}} = \frac{em_{\nu_l}G_F}{4\pi^2\sqrt{2}} \left\{ \frac{5}{6} - \frac{2}{3}x + \dots \right\}, \quad (6.12)$$

donde  $G_F$  es la constante de Fermi y se define  $x = m_l^2 / M_W^2 \ll 1$ . Todas las expresiones anteriores están dadas hasta segundo orden en la expansión de  $x$ . El factor de forma de Pauli completo a  $q^2 = 0$ , está dado por:

$$F_P(m_{\nu_l}) = \frac{\alpha e}{4\pi} \left\{ \frac{(m_l^2 + m_{\nu_l}^2 + 2M_W^2)}{8m_{\nu_l}M_W^2s_W^2} + \frac{B_0(m_{\nu_l}^2; m_l^2, M_W^2)(m_l^2 + m_{\nu_l}^2 + 2M_W^2)}{16m_{\nu_l}M_W^2s_W^2} \right. \\ + \frac{B_0(0; m_l^2, m_l^2)}{32m_{\nu_l}^3M_W^2s_W^2} \left[ 3m_l^4 + 3m_l^2(M_W^2 - 2m_{\nu_l}^2) - m_{\nu_l}^4 - M_W^2(6M_W^2 - 11m_{\nu_l}^2) \right] \\ - \frac{B_0(0; M_W^2, M_W^2)}{32m_{\nu_l}^3M_W^2s_W^2} \left[ 3m_l^4 + m_l^2(3M_W^2 - 4m_{\nu_l}^2) + m_{\nu_l}^4 - M_W^2(6M_W^2 - 15m_{\nu_l}^2) \right] \\ + \frac{C_0(m_{\nu_l}^2, 0, m_{\nu_l}^2; m_l^2, M_W^2, M_W^2) + C_0(m_{\nu_l}^2, 0, m_{\nu_l}^2; M_W^2, m_l^2, m_l^2)}{32m_{\nu_l}^3M_W^2s_W^2} \left[ m_l^4(7m_{\nu_l}^2 - 3m_l^2) \right. \\ \left. + m_{\nu_l}^2[3M_W^2(3M_W^2 - 4m_{\nu_l}^2) - 5m_{\nu_l}^4] + m_{\nu_l}^6 - M_W^2(6M_W^4 - 17m_{\nu_l}^2M_W^2 + 12m_{\nu_l}^4) \right] \left. \right\}. \quad (6.13)$$

Usando de nuevo las relaciones entre las  $B_0$  y las  $C_0$  de las Refs. 27, 28 y 33 obtenemos la expresión

$$F_P(m_{\nu_l}) = \frac{\alpha e}{4\pi} \frac{3m_{\nu_l}}{4s_W^2(m_l^2 - M_W^2)^2} \\ \times \left\{ \frac{m_l^4 - 5m_l^2M_W^4 + 2M_W^4}{2M_W^2} \right. \\ \left. + \frac{m_l^4[B_0(0; M_W^2, M_W^2) - B_0(0; m_l^2, m_l^2)]}{m_l^2 - M_W^2} \right\}, \quad (6.14)$$

e introduciendo la expresión explícita de la función escalar de dos puntos  $B_0$  en términos de logaritmos, obtenemos [30, 28]

$$F_P(m_{\nu_l}) = -\frac{em_{\nu_l}G_F}{4\pi^2\sqrt{2}} \\ \times \left\{ \frac{3[x^3 + 2(\log x - 3)x^2 + 7x - 2]}{4(1-x)^3} \right\}. \quad (6.15)$$

Con el primer orden en  $x$  hallamos la bien conocida expresión para el momento magnético del neutrino (MMN) [35]

$$\mu_{\nu_l} = \frac{3em_{\nu_l}G_F}{8\pi^2\sqrt{2}} \approx 3,2 \times 10^{-19} \mu_B \left( \frac{m_{\nu_l}}{1eV} \right), \quad (6.16)$$

donde  $\mu_B = e/2m_e$  es el magnetón de Bohr.

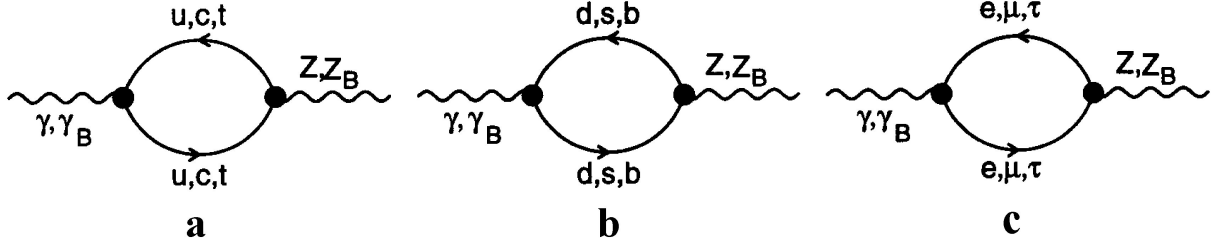
5.3. Demostración de la identidad de Ward

$$\sum_T \gamma_B^{Z_B}(0) = 0$$

Aquí realizaremos el cálculo de la parte transversa de la autoenergía  $\gamma_B^{Z_B}$  en el BFM electrodébil, con la finalidad de probar mediante cómputo directo la identidad de Ward  $\sum_T \gamma_B^{Z_B}(0) = 0$  a un lazo. Dicha autoenergía es separada en dos contribuciones:

$$\sum_T \gamma_B^{Z_B}(q^2) = \sum_T \gamma_B^{Z_B}(q^2)_f + \sum_T \gamma_B^{Z_B}(q^2)_b, \quad (6.17)$$

que son las que llamaremos *parte fermiónica* (Fig.2) y *parte bosónica* (Fig. 3), respectivamente.


 FIGURA 2 Parte fermiónica de la autoenergía  $\gamma Z$  en el formalismo convencional ( $R_\xi$  gauge) y  $\gamma_B Z_B$  en el BFM electrodebil.

### 5.3.1. Parte fermiónica de la autoenergía $\gamma_B Z_B$

La parte fermiónica es

$$\sum_T^{\gamma_B Z_B} (q^2)_f = -\frac{\alpha}{4\pi} \left\{ \frac{2}{3} \sum_f N_f^c (-Q_f) [C_f^R + C_f^L] \left[ \frac{1}{3} q^2 + 2m_f^2 B_0(0; m_f^2, m_f^2) - (q^2 + 2m_f^2) B_0(q^2; m_f^2, m_f^2) \right] \right\}, \quad (6.18)$$

donde

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi}, \quad C_f^R = -\frac{s_W}{c_W} Q_f, \quad C_f^L = \frac{I_{W,f}^3 - s_W^2 Q_f}{s_W c_W}, \quad N_f^c = \begin{cases} 3 \text{ quarks} \\ 1 \text{ leptones} \end{cases}. \quad (6.19)$$

Notemos que esta parte fermiónica coincide con la primera parte de la Ec. (B.2) calculada en el  $R_\xi$  gauge de la Ref. 14. Esto es debido a que los acoplamientos en ambos formalismos son iguales en este sector. Este hecho nos ha servido para verificar nuestros resultados. En el límite  $q^2 \rightarrow 0$ , ésta parte fermiónica desaparece, es decir,

$$\sum_T^{\gamma_B Z_B} (0)_f = 0. \quad (6.20)$$

### 5.3.2. Parte bosónica de la autoenergía $\gamma_B Z_B$

En la norma de 't Hooft-Feynman, la parte bosónica de la parte transversa de la autoenergía  $\gamma_B Z_B$  está dada por

$$\sum_T^{\gamma_B Z_B} (q^2)_b = \frac{\alpha}{4\pi} \left\{ \frac{1}{3s_W c_W} \left\{ \left[ \left( 21c_W^2 + \frac{1}{2} \right) q^2 + (12c_W^2 - 2)M_W^2 \right] B_0(q^2; M_W^2, M_W^2) - (12c_W^2 - 2)M_W^2 B_0(0; M_W^2, M_W^2) + \frac{1}{3} q^2 \right\} \right\}, \quad (6.21)$$

que en el límite cuando  $q^2 \rightarrow 0$ , esta parte bosónica también desaparece,

$$\sum_T^{\gamma_B Z_B} (0)_b = 0. \quad (6.22)$$

Vemos inmediatamente que la suma de ambas contribuciones [Ecs. (6.20) y (6.22)] dan como resultado *cero*:

$$\sum_T^{\gamma_B Z_B} (0) = \sum_T^{\gamma_B Z_B} (0)_f + \sum_T^{\gamma_B Z_B} (0)_b = 0, \quad (6.23)$$

En acuerdo con la identidad de Ward Ec. (5.7b) del BFM electrodebil. El hecho de que la parte transversa de la autoenergía  $\gamma_B Z_B$  se anule cuando  $q^2 \rightarrow 0$ , es la razón de porque no contribuyen los vértices impropios (autoenergía  $\gamma Z$ ) en la cancelación de la carga eléctrica del neutrino (CEN). A diferencia del formalismo convencional ( $R_\xi$  gauge), donde los vértices impropios son *indispensables* para que ocurra dicha cancelación (ver las Refs. 29, 27 y 28).

Por otra parte, existen multiples y variadas aplicaciones del BFM electrodebil en la literatura especializada. Prueba de ello, son las más de 70 citas que registra **HEP (SPIRES-SLAC)** del trabajo central [25]. Recomendamos ampliamente al lector, hacer una búsqueda en la mencionada base de datos (<http://www.slac.stanford.edu/spires/hep/>), para conocer las diversas aplicaciones del BFM electrodebil.

## 7. Conclusiones

Hemos revisado algunas de las características más importantes del *Background Field Method* (BFM) electrodebil, en el contexto del modelo estándar (ME). La invariancia de norma de la acción efectiva (4.12) del BFM electrodebil, implica simples identidades de Ward para las diferentes funciones de Green, como ocurre en QED. En contraste con las complicadas identidades de Slavnov-Taylor del formalismo convencional ( $R_\xi$  gauge), en las cuales habitualmente se relacionan campos no físicos de fantasmas.

Como ejemplo de la aplicación del BFM electrodebil al ME, hemos calculado explícitamente la carga y el momento magnético del neutrino. Además, probamos por cómputo directo la transversalidad de la autoenergía  $\gamma_B Z_B$  en el BFM electrodebil [identidad de Ward (5.7b)]. Finalmente, por completos con este trabajo introductorio, listamos todas las reglas de Feynman de la teoría en la norma de 't Hooft-Feynman ( $\xi_Q = 1$ ).

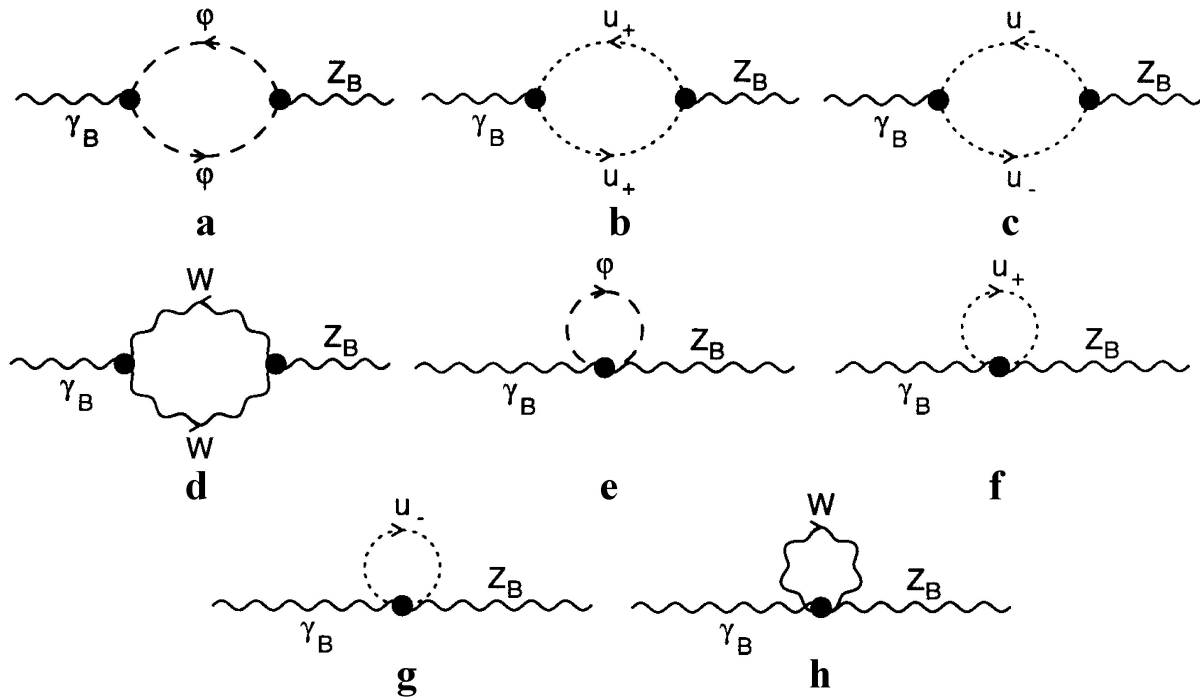


FIGURA 3 Parte bosónica de la autoenergía  $\gamma_B Z_B$  en el BFM electrodébil.

Hemos dejado de lado algunos aspectos (no por ello menos importantes) del formalismo BFM electrodébil, debido al carácter introductorio de este trabajo. Como por ejemplo, la renormalizabilidad de la teoría en el llamado *esquema de renormalización sobre la capa de masas* (on-shell scheme) y la construcción explícita de las constantes de renormalización. Dejamos el lector interesado, que revise estos y otros aspectos importantes de la teoría en los trabajos originales [13, 14, 24, 25]. En conclusión, el BFM electrodébil nos proporciona un marco teórico alternativo para cuantizar teorías de norma como el ME. Que en comparación con el formalismo convencional, tiene diferentes ventajas tanto técnicas como conceptuales.

### Agradecimientos

Deseo expresar mi profundo agradecimiento a G. Weiglein por permitirme reproducir aquí las reglas de Feynman del BFM electrodébil (ver la primera cita de la Ref. 13). De igual manera quiero agradecer a J. C. López-Vieyra del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM (ICN-UNAM) y a Alfonso Rosado del Instituto de Física de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla (IF-BUAP), la lectura crítica de este trabajo. El presente trabajo ha sido apoyado en parte por el Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica PAPIIT de la DGAPA-UNAM (Proyecto No. IN109001) y en parte por el Proyecto de Instalación del CoNaCyT (Proyecto No. I37307-E).

## Apéndices

### A. Reglas de Feynman del BFM electrodébil

En este Apéndice, listamos todas reglas de Feynman del BFM electrodébil en la norma de 't Hooft-Feynman ( $\xi_Q = \xi_Q^W = \xi_Q^B = 1$ ). Para ello, escribimos los vértices con sus diferentes inserciones de campos, así como los diferentes contratérminos. Dichas reglas han sido tomadas de las Refs. 13 y 25, las cuales son válidas para cualquier valor del parámetro de norma  $\xi_Q$ .

En estas reglas de Feynman, no incluimos el término que fija la norma (*gauge fixing*) para los campos de fondo; esto es debido a que tales términos únicamente son relevantes para la construcción de funciones de Green conexas y para los elementos de la matriz  $S$ . Dicho término que fija la norma puede ser elegido *independientemente* [20] del término que fija la norma de los campos cuánticos. Gracias a esta libertad,

es posible elegir dicho término, ya sea como un  $R_\xi$  gauge (lineal o no lineal), en este último caso, los propagadores de los campos de fondo tomarán la misma forma que los propagadores cuánticos. Los campos de fondo serán denotados por un acento circunflejo ( $\widehat{V}$ ,  $\widehat{S}$ ), mientras que los campos

cuánticos no llevarán ningún acento ( $V$ ,  $S$ ,  $G$ ), con excepción de los campos fermiónicos ( $F$ ) que en el BFM electrodebil son tanto cuánticos como de fondo <sup>6</sup>.

Por comodidad, usaremos la notación:  $s = s_w = \text{sen } \theta_w$  y  $c = c_w = \text{cos } \theta_w$ .

**A 1. Contratérminos**

- Tadpole:

$$\boxed{\text{Diagram: tadpole with } \widehat{H} \text{ line}} = i\delta t. \tag{A.1}$$

- Contratérmino para  $\widehat{V}\widehat{V}$ :

$$\boxed{\text{Diagram: tadpole with } \widehat{V}_{1,\mu,k} \text{ and } \widehat{V}_{2,\nu} \text{ lines}} = i \left[ (-g_{\mu\nu}k^2 + k_\mu k_\nu)C_1 + g_{\mu\nu}C_2 \right] \tag{A.2}$$

con los valores de  $\widehat{V}_1$ ,  $\widehat{V}_2$  y  $C_1$ ,  $C_2$  dados por:

$\widehat{V}_1 \widehat{V}_2$	$\widehat{W}^+ \widehat{W}^-$	$\widehat{Z} \widehat{Z}$	$\widehat{A} \widehat{Z}$	$\widehat{A} \widehat{A}$
$C_1$	$\delta Z_{\widehat{W}}$	$\delta Z_{\widehat{Z}\widehat{Z}}$	$\frac{1}{2} \delta Z_{\widehat{A}\widehat{Z}}$	$\delta Z_{\widehat{A}\widehat{A}}$
$C_2$	$M_W^2 \delta Z_{\widehat{W}} + \delta M_W^2$	$M_Z^2 \delta Z_{\widehat{Z}\widehat{Z}} + \delta M_Z^2$	0	0

(A.3)

- Contratérmino para  $\widehat{V}\widehat{S}$ :

$$\boxed{\text{Diagram: tadpole with } \widehat{V}_{\mu,k} \text{ and } \widehat{S} \text{ lines}} = ik_\mu C \delta Z_{\widehat{H}} \tag{A.4}$$

con los valores de  $\widehat{V}$ ,  $\widehat{S}$  y  $C$  dados por

$\widehat{V}\widehat{S}$	$\widehat{W}^\pm \widehat{\phi}^\mp$	$\widehat{Z}\widehat{\chi}$
$C$	$\pm M_W$	$iM_Z$

(A.5)

- Contratérmino para  $\widehat{S}\widehat{S}$ :

$$\boxed{\text{Diagram: tadpole with } \widehat{S}_1,k \text{ and } \widehat{S}_2 \text{ lines}} = i \left[ \delta Z_{\widehat{H}} k^2 - C \right] \tag{A.6}$$

con los valores de  $\widehat{S}_1$ ,  $\widehat{S}_2$  y  $C$  dados por

$\widehat{S}_1 \widehat{S}_2$	$\widehat{H}\widehat{H}$	$\widehat{\chi}\widehat{\chi}, \widehat{\phi}\widehat{\phi}$
$C$	$M_H^2 \delta Z_{\widehat{H}} + \delta M_H^2$	$-\frac{c}{2s} \frac{\delta t}{M_W}$

(A.7)

<sup>6</sup> A diferencia del formalismo convencional (el llamado  $R_\xi$  gauge), la dependencia explícita con el parámetro de norma en el BFM electrodebil, aparece tanto en los propagadores, como en los vértices trilineales de los campos de norma, ver las Refs. 13,25

- Contratérmino para  $F\bar{F}$ :

$$\boxed{F_{1,p} \xrightarrow{\quad} \times \xrightarrow{\quad} \bar{F}_2} = i [C_L \not{p} \omega_- + C_R \not{p} \omega_+ - C_S] \tag{A.8}$$

con los valores de  $F_1, \bar{F}_2$  y  $C_L, C_R, C_S$  dados por

$F_1 \bar{F}_2$	$f \bar{f}$
$C_L$	$\delta Z_f^L$
$C_R$	$\delta Z_f^R$
$C_S$	$m_f \frac{1}{2} (\delta Z_f^L + \delta Z_f^R) + \delta m_f$

(A.9)

La forma explícita de los diferentes contratérminos en función de las autoenergías a ser calculadas, están dados al final en A.6 (Constantes de renormalización).

### A 2. Acoplamientos de los campos de fondo

A nivel árbol, los vértices de los campos de fondo son idénticos a los que aparecen en el formalismo convencional ( $R_\xi$  gauge) (ver la Ref. 14). En los vértices todos los momentos de los campos son considerados entrantes.

- Acoplamiento para  $\widehat{V}\widehat{V}\widehat{V}\widehat{V}$ :

$$\boxed{\begin{array}{c} \widehat{V}_{1,\mu} \\ \widehat{V}_{3,\rho} \\ \widehat{V}_{2,\nu} \\ \widehat{V}_{4,\sigma} \end{array}} = ie^2 C [2g_{\mu\nu}g_{\sigma\rho} - g_{\nu\rho}g_{\mu\sigma} - g_{\rho\mu}g_{\nu\sigma}] (1 + \delta Z_{\widehat{W}}) \tag{A.10}$$

con los valores de  $\widehat{V}_1, \widehat{V}_2, \widehat{V}_3, \widehat{V}_4$  y  $C$  dados por

$\widehat{V}_1 \widehat{V}_2 \widehat{V}_3 \widehat{V}_4$	$\widehat{W}^+ \widehat{W}^+ \widehat{W}^- \widehat{W}^-$	$\widehat{W}^+ \widehat{W}^- \widehat{Z} \widehat{Z}$	$\widehat{W}^+ \widehat{W}^- \widehat{A} \widehat{Z}$	$\widehat{W}^+ \widehat{W}^- \widehat{A} \widehat{A}$
$C$	$\frac{1}{s^2}$	$-\frac{c^2}{s^2}$	$\frac{c}{s}$	$-1$

(A.11)

- Acoplamiento para  $\widehat{V}\widehat{V}\widehat{V}$ :

$$\boxed{\begin{array}{c} \widehat{V}_{2,\nu}, k_2 \\ \widehat{V}_{1,\mu}, k_1 \\ \widehat{V}_{3,\rho}, k_3 \end{array}} = -ieC [g_{\mu\nu}(k_2 - k_1)_\rho + g_{\nu\rho}(k_3 - k_2)_\mu + g_{\rho\mu}(k_1 - k_3)_\nu] (1 + \delta Z_{\widehat{W}}) \tag{A.12}$$

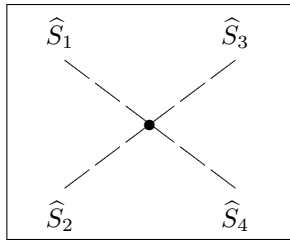
con los valores de  $\widehat{V}_1, \widehat{V}_2, \widehat{V}_3$  y  $C$  dados por

$\widehat{V}_1 \widehat{V}_2 \widehat{V}_3$	$\widehat{A} \widehat{W}^+ \widehat{W}^-$	$\widehat{Z} \widehat{W}^+ \widehat{W}^-$
$C$	$1$	$-\frac{c}{s}$

(A.13)



- Acoplamiento para  $\widehat{S}\widehat{S}\widehat{S}\widehat{S}$ :



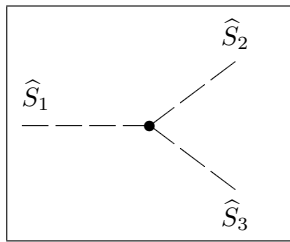
$$= ie^2 C \left[ 1 + \frac{\delta M_H^2}{M_H^2} + \frac{e}{2s} \frac{\delta t}{M_W M_H^2} + \delta Z_{\widehat{H}} \right] \quad (\text{A.14})$$

con los valores de  $\widehat{S}_1, \widehat{S}_2, \widehat{S}_3, \widehat{S}_4$  y  $C$  dados por

$\widehat{S}_1 \widehat{S}_2 \widehat{S}_3 \widehat{S}_4$	$\widehat{H} \widehat{H} \widehat{H} \widehat{H}, \widehat{\chi} \widehat{\chi} \widehat{\chi} \widehat{\chi}$	$\widehat{H} \widehat{H} \widehat{\chi} \widehat{\chi}, \widehat{H} \widehat{H} \widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^-, \widehat{\chi} \widehat{\chi} \widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^-$	$\widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^- \widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^-$
$C$	$-\frac{3}{4s^2} \frac{M_H^2}{M_W^2}$	$-\frac{1}{4s^2} \frac{M_H^2}{M_W^2}$	$-\frac{1}{2s^2} \frac{M_H^2}{M_W^2}$

(A.15)

- Acoplamiento para  $\widehat{S}\widehat{S}\widehat{S}$ :



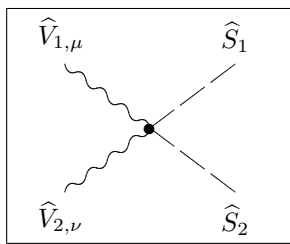
$$= ieC \left[ 1 + \frac{\delta M_H^2}{M_H^2} + \frac{e}{2s} \frac{\delta t}{M_W M_H^2} + \delta Z_{\widehat{H}} \right] \quad (\text{A.16})$$

con los valores de  $\widehat{S}_1, \widehat{S}_2, \widehat{S}_3$  y  $C$  dados por

$\widehat{S}_1 \widehat{S}_2 \widehat{S}_3$	$\widehat{H} \widehat{H} \widehat{H}$	$\widehat{H} \widehat{\chi} \widehat{\chi}, \widehat{H} \widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^-$
$C$	$-\frac{3}{2s} \frac{M_H^2}{M_W}$	$-\frac{1}{2s} \frac{M_H^2}{M_W}$

(A.17)

- Acoplamiento para  $\widehat{V}\widehat{V}\widehat{S}\widehat{S}$ :



$$= ie^2 g_{\mu\nu} C (1 + \delta Z_{\widehat{H}}) \quad (\text{A.18})$$

con los valores de  $\widehat{V}_1, \widehat{V}_2, \widehat{S}_1, \widehat{S}_2$  y  $C$  dados por

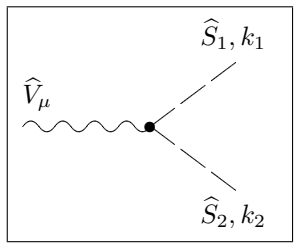
$\widehat{V}_1 \widehat{V}_2 \widehat{S}_1 \widehat{S}_2$	$\widehat{Z} \widehat{Z} \widehat{H} \widehat{H}$ $\widehat{Z} \widehat{Z} \widehat{\chi} \widehat{\chi}$	$\widehat{W}^+ \widehat{W}^- \widehat{H} \widehat{H}, \widehat{W}^+ \widehat{W}^- \widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^-$ $\widehat{W}^+ \widehat{W}^- \widehat{\chi} \widehat{\chi}$	$\widehat{A} \widehat{A} \widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^-$	$\widehat{Z} \widehat{A} \widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^-$	$\widehat{Z} \widehat{Z} \widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^-$
$C$	$\frac{1}{2c^2 s^2}$	$\frac{1}{2s^2}$	2	$-\frac{c^2 - s^2}{cs}$	$\frac{(c^2 - s^2)^2}{2c^2 s^2}$

y

$\widehat{V}_1 \widehat{V}_2 \widehat{S}_1 \widehat{S}_2$	$\widehat{W}^\pm \widehat{A} \widehat{\phi}^\mp \widehat{H}$	$\widehat{W}^\pm \widehat{A} \widehat{\phi}^\mp \widehat{\chi}$	$\widehat{W}^\pm \widehat{Z} \widehat{\phi}^\mp \widehat{H}$	$\widehat{W}^\pm \widehat{Z} \widehat{\phi}^\mp \widehat{\chi}$
$C$	$-\frac{1}{2s}$	$\mp \frac{i}{2s}$	$-\frac{1}{2c}$	$\mp \frac{i}{2c}$

(A.19)

■ Acoplamiento para  $\widehat{V}\widehat{S}\widehat{S}$ :



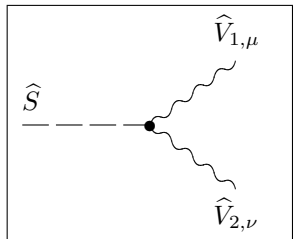
$$= ieC(k_1 - k_2)_\mu(1 + \delta Z_{\widehat{H}}) \tag{A.20}$$

con los valores de  $\widehat{V}$ ,  $\widehat{S}_1$ ,  $\widehat{S}_2$  y  $C$  dados por

$\widehat{V}\widehat{S}_1\widehat{S}_2$	$\widehat{Z}\widehat{\chi}\widehat{H}$	$\widehat{A}\widehat{\phi}^+\widehat{\phi}^-$	$\widehat{Z}\widehat{\phi}^+\widehat{\phi}^-$	$\widehat{W}^\pm\widehat{\phi}^\mp\widehat{H}$	$\widehat{W}^\pm\widehat{\phi}^\mp\widehat{\chi}$
$C$	$-\frac{i}{2cs}$	$-1$	$\frac{c^2-s^2}{2cs}$	$\mp\frac{1}{2s}$	$-\frac{i}{2s}$

(A.21)

■ Acoplamiento para  $\widehat{S}\widehat{V}\widehat{V}$ :



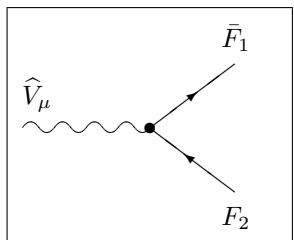
$$= ieg_{\mu\nu}C(1 + \delta Z_{\widehat{H}}) \tag{A.22}$$

con los valores de  $\widehat{S}$ ,  $\widehat{V}_1$ ,  $\widehat{V}_2$  y  $C$  dados por

$\widehat{S}\widehat{V}_1\widehat{V}_2$	$\widehat{H}\widehat{Z}\widehat{Z}$	$\widehat{H}\widehat{W}^+\widehat{W}^-$	$\widehat{\phi}^\pm\widehat{W}^\mp\widehat{A}$	$\widehat{\phi}^\pm\widehat{W}^\mp\widehat{Z}$
$C$	$\frac{1}{c^2s}M_W$	$\frac{1}{s}M_W$	$-M_W$	$-\frac{s}{c}M_W$

(A.23)

■ Acoplamiento para  $\widehat{V}\widehat{F}\widehat{F}$ :



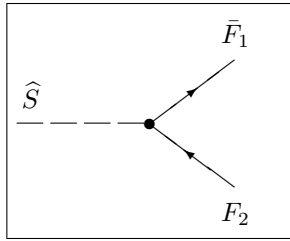
$$= ie\gamma_\mu \left[ C_L\omega_-(1 + \delta Z_{F_1}^L) + C_R\omega_+ \left( 1 + \frac{1}{2}(\delta Z_{F_1}^R + \delta Z_{F_2}^R) \right) \right] \tag{A.24}$$

con los valores de  $\widehat{V}$ ,  $\widehat{F}_1$ ,  $F_2$  y  $C_R$ ,  $C_L$  dados por

$\widehat{V}\widehat{F}_1F_2$	$\widehat{A}\widehat{f}\widehat{f}$	$\widehat{Z}\widehat{f}\widehat{f}$	$\widehat{W}^+\widehat{f}_u\widehat{f}_d, \widehat{W}^-\widehat{f}_d\widehat{f}_u$
$C_L$	$-Q_f$	$\frac{I_{W,f}^3 - s^2 Q_f}{cs}$	$\frac{1}{\sqrt{2}s}$
$C_R$	$-Q_f$	$-\frac{s}{c}Q_f$	$0$

(A.25)

- Acoplamiento para  $\widehat{S}\bar{F}F$ :



$$= ie \left[ C_L \omega_- \left( 1 + \frac{\delta m_{F_1}}{m_{F_1}} + \frac{1}{2} \delta Z_{F_1}^L + \frac{1}{2} \delta Z_{F_1}^R \right) + C_R \omega_+ \left( 1 + \frac{\delta m_{F_2}}{m_{F_2}} + \frac{1}{2} \delta Z_{F_1}^L + \frac{1}{2} \delta Z_{F_2}^R \right) \right] \quad (\text{A.26})$$

con los valores de  $\widehat{S}$ ,  $\bar{F}_1$ ,  $F_2$  y  $C_R$ ,  $C_L$  dados por

$\widehat{S}\bar{F}_1 F_2$	$\widehat{H}\bar{f}f$	$\widehat{\chi}\bar{f}f$	$\widehat{\phi}^+ \bar{f}_u f_d$	$\widehat{\phi}^- \bar{f}_d f_u$
$C_L$	$-\frac{1}{2s} \frac{m_f}{M_W}$	$-i \frac{1}{2s} 2I_{W,f}^3 \frac{m_f}{M_W}$	$+\frac{1}{\sqrt{2}s} \frac{m_{f_u}}{M_W}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}s} \frac{m_{f_d}}{M_W}$
$C_R$	$-\frac{1}{2s} \frac{m_f}{M_W}$	$i \frac{1}{2s} 2I_{W,f}^3 \frac{m_f}{M_W}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}s} \frac{m_{f_d}}{M_W}$	$+\frac{1}{\sqrt{2}s} \frac{m_{f_u}}{M_W}$

(A.27)

Notemos que, en contraste con el formalismo convencional, no se necesitan contratérminos para los acoplamientos  $\widehat{Z}\widehat{A}\widehat{H}\widehat{H}$ ,  $\widehat{Z}\widehat{A}\widehat{\chi}\widehat{\chi}$ ,  $\widehat{A}\widehat{\chi}\widehat{H}$  y  $\widehat{H}\widehat{Z}\widehat{A}$ .

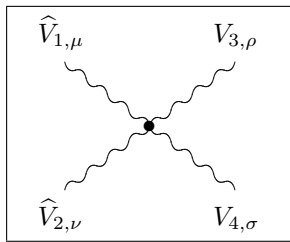
### A 3. Acoplamientos entre los campos cuánticos y de fondo

Debido a que el término que fija la norma es cuadrático en los campos cuánticos, además de los vértices que relacionan los campos de fantasmas, únicamente vértices que contienen exactamente dos campos cuánticos son diferentes del formalismo convencional. De esta manera, los otros vértices que relacionan campos cuánticos tienen a nivel árbol, la misma forma como los vértices de fondo “puros” dados antes. Dichas inserciones de los campos cuánticos pueden ser obtenidas de los vértices de fondo, formando todas las posibles combinaciones de campos cuánticos y campos de fondo; por ejemplo, es posible inferir los diversos acoplamientos para  $\widehat{W}^+ \widehat{W}^- AZ$ ,  $W^+ \widehat{W}^- AZ$ ,  $W^+ W^- \widehat{A}Z$  y  $W^+ W^- A\widehat{Z}$  como la inserción para el acoplamiento  $\widehat{V}VVV$  que proviene de  $\widehat{W}^+ \widehat{W}^- \widehat{A}\widehat{Z}$ .

Algunos de los vértices conteniendo dos campos cuánticos tienen las reglas de Feynman usuales. Ellos son  $\widehat{V}\widehat{V}SS$ ,  $\widehat{S}\widehat{S}VV$ ,  $\widehat{V}SS$  y  $\widehat{S}VV$ . De aquí en adelante, daremos aquellas formas genéricas de las inserciones que difieren del formalismo convencional. Debemos notar sin embargo, que algunas de las inserciones que aparecen aquí, no tienen contraparte en el formalismo convencional.

- Acoplamiento para  $\widehat{V}\widehat{V}VV$ :

El acoplamiento para  $\widehat{V}\widehat{V}VV$  tiene dos formas genéricas dependiendo de las inserciones de los campos,



$$= ie^2 C [2g_{\mu\nu} g_{\rho\sigma}] \quad (\text{A.28})$$

para las inserciones

$\widehat{V}_1 \widehat{V}_2 V_3 V_4$	$\widehat{W}^\pm \widehat{W}^\pm W^\mp W^\mp$	$\widehat{Z}\widehat{Z}W^+W^-$ $\widehat{W}^+ \widehat{W}^- ZZ$	$\widehat{A}\widehat{Z}W^+W^-$ $\widehat{W}^+ \widehat{W}^- AZ$	$\widehat{A}\widehat{A}W^+W^-$ $\widehat{W}^+ \widehat{W}^- AA$
$C$	$\frac{1}{s^2}$	$-\frac{c^2}{s^2}$	$\frac{c}{s}$	$-1$

(A.29)

y como

$$ie^2 C [2g_{\mu\rho} g_{\nu\sigma} - g_{\mu\nu} g_{\rho\sigma} - 2g_{\mu\sigma} g_{\nu\rho}] \quad (\text{A.30})$$

para las inserciones

$\widehat{V}_1 \widehat{V}_2 V_3 V_4$	$\widehat{W}^+ \widehat{W}^- W^+ W^-$	$\widehat{W}^\pm \widehat{Z} W^\mp Z$	$\widehat{W}^\pm \widehat{A} W^\mp Z$ $\widehat{W}^\pm \widehat{Z} W^\mp A$	$\widehat{W}^\pm \widehat{A} W^\mp A$
$C$	$\frac{1}{s^2}$	$-\frac{c^2}{s^2}$	$\frac{c}{s}$	$-1$

(A.31)

- Acoplamiento para  $\widehat{V}VV$ :

$$= -ieC \left[ g_{\nu\rho}(k_3 - k_2)_\mu + g_{\mu\nu}(k_2 - k_1 + k_3)_\rho + g_{\rho\mu}(k_1 - k_3 - k_2)_\nu \right]$$

(A.32)

con los valores de  $\widehat{V}_1$ ,  $V_2$ ,  $V_3$  y  $C$  dados por

$\widehat{V}_1 V_2 V_3$	$\widehat{A}W^+W^-, \widehat{W}^+W^-A, \widehat{W}^-AW^+$	$\widehat{Z}W^+W^-, \widehat{W}^+W^-Z, \widehat{W}^-ZW^+$
$C$	1	$-\frac{c}{s}$

(A.33)

- Acoplamiento para  $\widehat{S}\widehat{S}SS$ :

$$= ie^2 C$$

(A.34)

con los valores reales de  $\widehat{S}_1$ ,  $\widehat{S}_2$ ,  $S_3$ ,  $S_4$  y  $C$  dados por

$\widehat{S}_1 \widehat{S}_2 S_3 S_4$	$\widehat{H}\widehat{H}HH$ $\widehat{\chi}\widehat{\chi}XX$	$\widehat{H}\widehat{H}\chi\chi$ $\widehat{\chi}\widehat{\chi}HH$	$\widehat{H}\widehat{\chi}H\chi$	$\widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^- HH, \widehat{H}\widehat{H}\phi^+ \phi^-$ $\widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^- \chi\chi, \widehat{\chi}\widehat{\chi}\phi^+ \phi^-$
$C$	$-\frac{3}{4s^2} \frac{M_H^2}{M_W^2}$	$-\frac{1}{4s^2} \frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{1}{2c^2 s^2}$	$-\frac{1}{4s^2} \frac{M_H^2}{M_W^2} + \frac{1}{4c^2 s^2}$	$-\frac{1}{4s^2} \frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{1}{2s^2}$

y

$\widehat{S}_1 \widehat{S}_2 S_3 S_4$	$\widehat{\phi}^\pm \widehat{H}\phi^\mp H$ $\widehat{\phi}^\pm \widehat{\chi}\phi^\mp \chi$	$\widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^- \phi^+ \phi^-$	$\widehat{\phi}^\pm \widehat{\phi}^\pm \phi^\mp \phi^\mp$	$\widehat{\phi}^\pm \widehat{H}\phi^\mp \chi$ $\widehat{\phi}^\mp \widehat{\chi}\phi^\pm H$
$C$	$-\frac{1}{4s^2} \frac{M_H^2}{M_W^2} + \frac{1}{4s^2}$	$-\frac{1}{2s^2} \frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{1}{4c^2 s^2}$	$-\frac{1}{2s^2} \frac{M_H^2}{M_W^2} + \frac{1}{2c^2 s^2}$	$\mp \frac{i}{4c^2}$

(A.35)

- Acoplamiento para  $\widehat{S}SS$ :



$$= ieC \quad (\text{A.36})$$

con los valores de  $\widehat{S}_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  y  $C$  dados por

$\widehat{S}_1 S_2 S_3$	$\widehat{H}HH$	$\widehat{H}\chi\chi$	$\widehat{\chi}H\chi$	$\widehat{H}\phi^+\phi^-$
$C$	$-\frac{3}{2s} \frac{M_H^2}{M_W}$	$-\frac{1}{2s} \frac{M_H^2}{M_W} - \frac{M_W}{c^2 s}$	$-\frac{1}{2s} \frac{M_H^2}{M_W} + \frac{M_W}{2c^2 s}$	$-\frac{1}{2s} \frac{M_H^2}{M_W} - \frac{M_W}{s}$

y

$\widehat{S}_1 S_2 S_3$	$\widehat{\phi}^\pm \phi^\mp H$	$\widehat{\phi}^\pm \phi^\mp \chi$
$C$	$-\frac{1}{2s} \frac{M_H^2}{M_W} + \frac{M_W}{2s}$	$\mp i M_W \frac{s}{2c^2}$

$$(\text{A.37})$$

- Acoplamiento  $\widehat{V}V\widehat{S}S$ :



$$= ie^2 g_{\mu\nu} C \quad (\text{A.38})$$

con los valores de  $\widehat{V}_1$ ,  $V_2$ ,  $\widehat{S}_1$ ,  $S_2$  y  $C$  dados por

$\widehat{V}_1 V_2 \widehat{S}_1 S_2$	$\widehat{Z}Z\widehat{H}H$	$\widehat{W}^\pm W^\mp \widehat{H}H$	$\widehat{W}^\pm W^\mp \widehat{\phi}^\mp \phi^\pm$	$\widehat{A}A\widehat{\phi}^\pm \phi^\mp$	$\widehat{Z}A\widehat{\phi}^\pm \phi^\mp$	$\widehat{Z}Z\widehat{\phi}^\pm \phi^\mp$
$C$	$\frac{1}{2c^2 s^2}$	$\frac{1}{2s^2}$	$\frac{1}{s^2}$	2	$-\frac{c^2 - s^2}{cs}$	$\frac{(c^2 - s^2)^2}{2c^2 s^2}$

y

$\widehat{V}_1 V_2 \widehat{S}_1 S_2$	$\widehat{W}^\pm A\widehat{H}\phi^\mp$	$\widehat{W}^\pm A\widehat{\chi}\phi^\mp$	$\widehat{W}^\pm Z\widehat{\phi}^\mp H$	$\widehat{W}^\pm Z\widehat{\phi}^\mp \chi$	$\widehat{W}^\pm Z\widehat{H}\phi^\mp$	$\widehat{W}^\pm Z\widehat{\chi}\phi^\mp$
$C$	$-\frac{1}{s}$	$\mp \frac{i}{s}$	$-\frac{1}{2cs^2}$	$\mp \frac{i}{2cs^2}$	$\frac{c^2 - s^2}{2cs^2}$	$\pm i \frac{c^2 - s^2}{2cs^2}$

y

$\widehat{V}_1 V_2 \widehat{S}_1 S_2$	$\widehat{W}^\pm W^\mp \widehat{\chi}H$	$\widehat{W}^\mp W^\pm \widehat{H}\chi$
$C$	$\pm \frac{i}{2s^2}$	

$$(\text{A.39})$$

- Acoplamiento para  $V\widehat{S}S$ :

$$= ie2k_{1,\mu}C \tag{A.40}$$

con los valores de  $V, \widehat{S}_1, S_2$  y  $C$  dados por

$V\widehat{S}_1S_2$	$Z\widehat{\chi}H$	$Z\widehat{H}\chi$	$A\widehat{\phi}^\pm\phi^\mp$	$Z\widehat{\phi}^\pm\phi^\mp$	$W^\pm\widehat{\phi}^\mp H, W^\mp\widehat{H}\phi^\pm$	$W^\pm\widehat{\phi}^\mp\chi$	$W^\pm\widehat{\chi}\phi^\mp$
$C$	$-\frac{i}{2cs}$	$\frac{i}{2cs}$	$\mp 1$	$\pm \frac{c^2-s^2}{2cs}$	$\mp \frac{1}{2s}$	$-\frac{i}{2s}$	$\frac{i}{2s}$

$$\tag{A.41}$$

- Acoplamiento para  $S\widehat{V}V$ :

$$= ieg_{\mu\nu}C \tag{A.42}$$

con los valores de  $S, \widehat{V}_1, V_2$  y  $C$  dados por

$S\widehat{V}_1V_2$	$H\widehat{Z}Z$	$H\widehat{W}^\pm W^\mp$	$\chi\widehat{W}^\pm W^\mp$	$\phi^\pm\widehat{W}^\mp A$	$\phi^\pm\widehat{W}^\mp Z$	$\phi^\pm\widehat{Z}W^\mp$
$C$	$\frac{1}{c^2s}M_W$	$\frac{1}{s}M_W$	$\mp \frac{i}{s}M_W$	$-2M_W$	$\frac{c^2-s^2}{cs}M_W$	$-\frac{1}{cs}M_W$

$$\tag{A.43}$$

#### A 4. Acoplamientos con campos de fantasmas

Como antes, los vértices de campos cuánticos, tienen las reglas de Feynman usuales.

- Acoplamiento para  $\widehat{V}\widehat{G}G$ :

$$= ie(k_1 - k_2)_\mu C \tag{A.44}$$

con los valores de  $\widehat{V}, \widehat{G}_1, G_2$  y  $C$  dados por

$\widehat{V}\widehat{G}_1G_2$	$\widehat{A}\bar{u}^\pm u^\pm, \widehat{W}^\pm\bar{u}^A u^\mp, \widehat{W}^\mp\bar{u}^\mp u^A$	$\widehat{Z}\bar{u}^\pm u^\pm, \widehat{W}^\pm\bar{u}^Z u^\mp, \widehat{W}^\mp\bar{u}^\mp u^Z$
$C$	$\pm 1$	$\mp \frac{c}{s}$

$$\tag{A.45}$$

- Acoplamiento para  $V\bar{G}G$ :

$$= ie k_{1,\mu} C \tag{A.46}$$

con los valores de  $V$ ,  $\bar{G}_1$ ,  $G_2$  y  $C$  dados como en (A.45).

- Acoplamiento para  $\widehat{V}\widehat{V}\bar{G}G$ :

$$= ie^2 g_{\mu\nu} C \tag{A.47}$$

con los valores de  $\widehat{V}_1$ ,  $\widehat{V}_2$ ,  $\bar{G}_1$ ,  $G_2$  y  $C$  dados por

$\widehat{V}_1 \widehat{V}_2 \bar{G}_1 G_2$	$\widehat{W}^\pm \widehat{W}^\pm \bar{u}^\pm u^\mp$	$\widehat{W}^+ \widehat{W}^- \bar{u}^A u^A$ $\widehat{A} \widehat{A} \bar{u}^\pm u^\pm$	$\widehat{W}^+ \widehat{W}^- \bar{u}^A u^Z, \widehat{A} \widehat{Z} \bar{u}^\pm u^\pm$ $\widehat{W}^+ \widehat{W}^- \bar{u}^Z u^A$	$\widehat{W}^+ \widehat{W}^- \bar{u}^Z u^Z$ $\widehat{Z} \widehat{Z} \bar{u}^\pm u^\pm$
$C$	$-\frac{2}{s^2}$	2	$-2\frac{c}{s}$	$2\frac{c^2}{s^2}$

(A.48a)

y

$\widehat{V}_1 \widehat{V}_2 \bar{G}_1 G_2$	$\widehat{W}^+ \widehat{W}^- \bar{u}^\pm u^\pm$	$\widehat{A} \widehat{W}^\pm \bar{u}^\pm u^A$ $\widehat{A} \widehat{W}^\pm \bar{u}^A u^\mp$	$\widehat{Z} \widehat{W}^\pm \bar{u}^\pm u^A, \widehat{A} \widehat{W}^\pm \bar{u}^\pm u^Z$ $\widehat{Z} \widehat{W}^\pm \bar{u}^A u^\mp, \widehat{A} \widehat{W}^\pm \bar{u}^Z u^\mp$	$\widehat{Z} \widehat{W}^\pm \bar{u}^\pm u^Z$ $\widehat{Z} \widehat{W}^\pm \bar{u}^Z u^\mp$
$C$	$\frac{1}{s^2}$	-1	$\frac{c}{s}$	$-\frac{c^2}{s^2}$

(A.48b)

- Acoplamiento para  $\widehat{V}\widehat{V}G\bar{G}$ :

$$= ie^2 g_{\mu\nu} C \tag{A.49}$$

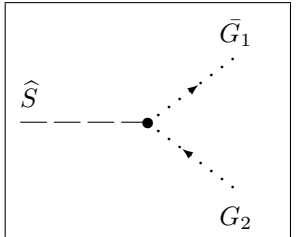
con los valores de  $\widehat{V}_1$ ,  $\widehat{V}_2$ ,  $\bar{G}_1$ ,  $G_2$  y  $C$  dados por

$\widehat{V}_1 \widehat{V}_2 \bar{G}_1 G_2$	$\widehat{W}^\pm \widehat{W}^\mp \bar{u}^\pm u^\mp$	$\widehat{W}^\pm \widehat{W}^\mp \bar{u}^A u^A$ $\widehat{A} \widehat{A} \bar{u}^\pm u^\pm$	$\widehat{W}^\pm \widehat{W}^\mp \bar{u}^A u^Z, \widehat{A} \widehat{Z} \bar{u}^\pm u^\pm$ $\widehat{W}^\pm \widehat{W}^\mp \bar{u}^Z u^A, \widehat{Z} \widehat{A} \bar{u}^\pm u^\pm$	$\widehat{W}^\pm \widehat{W}^\mp \bar{u}^Z u^Z$ $\widehat{Z} \widehat{Z} \bar{u}^\pm u^\pm$
$C$	$-\frac{1}{s^2}$	1	$-\frac{c}{s}$	$\frac{c^2}{s^2}$

y

$\widehat{V}_1 V_2 \bar{G}_1 G_2$	$\widehat{W}^\pm W^\mp \bar{u}^\pm u^\pm$	$\widehat{A} W^\pm \bar{u}^\pm u^A$ $\widehat{W}^\pm A \bar{u}^A u^\mp$	$\widehat{Z} W^\pm \bar{u}^\pm u^A, \widehat{A} W^\pm \bar{u}^\pm u^Z$ $\widehat{W}^\pm Z \bar{u}^A u^\mp, \widehat{W}^\pm A \bar{u}^Z u^\mp$	$\widehat{Z} W^\pm \bar{u}^\pm u^Z$ $\widehat{W}^\pm Z \bar{u}^Z u^\mp$	(A.50)
$C$	$\frac{1}{s^2}$	$-1$	$\frac{c}{s}$	$-\frac{c^2}{s^2}$	

- Acoplamiento para  $\widehat{S}\bar{G}G$ :



$$= ieC$$

(A.51)

con los valores de  $\widehat{S}, \bar{G}_1, G_2$  y  $C$  dados por

$\widehat{S}\bar{G}_1 G_2$	$\widehat{H} \bar{u}^Z u^Z$	$\widehat{H} \bar{u}^\pm u^\pm$	$\widehat{\phi}^\pm \bar{u}^\pm u^A, \widehat{\phi}^\pm \bar{u}^A u^\mp$	$\widehat{\phi}^\pm \bar{u}^\pm u^Z, \widehat{\phi}^\pm \bar{u}^Z u^\mp$	(A.52)
$C$	$-\frac{1}{c^2 s} M_W$	$-\frac{1}{s} M_W$	$M_W$	$\frac{s}{c} M_W$	

- Acoplamiento para  $S\bar{G}G$ :



$$= ieC$$

(A.53)

con los valores de  $S, \bar{G}_1, G_2$  y  $C$  dados por

$S\bar{G}_1 G_2$	$H \bar{u}^Z u^Z$	$H \bar{u}^\pm u^\pm$	$\chi \bar{u}^\pm u^\pm$	$\phi^\pm \bar{u}^\pm u^A$	$\phi^\pm \bar{u}^\pm u^Z$	$\phi^\pm \bar{u}^Z u^\mp$	(A.54)
$C$	$-\frac{1}{2c^2 s} M_W$	$-\frac{1}{2s} M_W$	$\mp \frac{i}{2s} M_W$	$M_W$	$-\frac{c^2 - s^2}{2cs} M_W$	$\frac{1}{2cs} M_W$	

- Acoplamiento para  $\widehat{S}\widehat{S}\bar{G}G$ :



$$= ie^2C$$

(A.55)

con los valores de  $\widehat{S}_1, \widehat{S}_2, \bar{G}_1, G_2$  y  $C$  dados por

$\widehat{S}_1 \widehat{S}_2 \bar{G}_1 G_2$	$\widehat{H} \widehat{H} \bar{u}^Z u^Z$ $\widehat{\chi} \widehat{\chi} \bar{u}^Z u^Z$	$\widehat{H} \widehat{H} \bar{u}^\pm u^\pm, \widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^- \bar{u}^\pm u^\pm$ $\widehat{\chi} \widehat{\chi} \bar{u}^\pm u^\pm$	$\widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^- \bar{u}^A u^A$	$\widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^- \bar{u}^A u^Z$ $\widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^- \bar{u}^Z u^A$	$\widehat{\phi}^+ \widehat{\phi}^- \bar{u}^Z u^Z$	(A.55)
$C$	$-\frac{1}{2c^2 s^2}$	$-\frac{1}{2s^2}$	$-2$	$\frac{c^2 - s^2}{cs}$	$-\frac{(c^2 - s^2)^2}{2c^2 s^2}$	



y

$\widehat{S}_1 \widehat{S}_2 \bar{G}_1 G_2$	$\widehat{H} \widehat{\phi}^\pm \bar{u}^\pm u^A$	$\widehat{\chi} \widehat{\phi}^\pm \bar{u}^\pm u^A$	$\widehat{H} \widehat{\phi}^\pm \bar{u}^\pm u^Z$	$\widehat{\chi} \widehat{\phi}^\pm \bar{u}^\pm u^Z$
	$\widehat{\phi}^\pm \widehat{H} \bar{u}^A u^\mp$	$\widehat{\phi}^\pm \widehat{\chi} \bar{u}^A u^\mp$	$\widehat{\phi}^\pm \widehat{H} \bar{u}^Z u^\mp$	$\widehat{\phi}^\pm \widehat{\chi} \bar{u}^Z u^\mp$
$C$	$\frac{1}{2s}$	$\mp \frac{i}{2s}$	$\frac{1}{2c}$	$\mp i \frac{1}{2c}$

(A.56)

- Acoplamiento para  $\widehat{S} \widehat{S} \bar{G} G$ :

=  $ie^2 C$

(A.57)

con los valores de  $\widehat{S}_1, S_2, \bar{G}_1, G_2$  y  $C$  dados por

$\widehat{S}_1 S_2 \bar{G}_1 G_2$	$\widehat{H} H \bar{u}^Z u^Z$	$\widehat{H} H \bar{u}^\pm u^\pm$	$\widehat{\phi}^\pm \phi^\mp \bar{u}^\pm u^\pm$	$\widehat{\phi}^\pm \phi^\mp \bar{u}^A u^A$	$\widehat{\phi}^\pm \phi^\mp \bar{u}^A u^Z$	$\widehat{\phi}^\pm \phi^\mp \bar{u}^Z u^Z$
	$\widehat{\chi} \chi \bar{u}^Z u^Z$	$\widehat{\chi} \chi \bar{u}^\pm u^\pm$			$\widehat{\phi}^\pm \phi^\mp \bar{u}^Z u^A$	
$C$	$-\frac{1}{4c^2 s^2}$	$-\frac{1}{4s^2}$	$-\frac{1}{2s^2}$	$-1$	$\frac{c^2 - s^2}{2cs}$	$-\frac{(c^2 - s^2)^2}{4c^2 s^2}$

y

$\widehat{S}_1 S_2 \bar{G}_1 G_2$	$\widehat{H} \widehat{\phi}^\pm \bar{u}^\pm u^A$	$\widehat{\chi} \widehat{\phi}^\pm \bar{u}^\pm u^A$	$\widehat{H} \widehat{\phi}^\pm \bar{u}^\pm u^Z$	$\widehat{H} \widehat{\phi}^\pm \bar{u}^Z u^\mp$	$\widehat{\chi} \widehat{\phi}^\pm \bar{u}^\pm u^Z$	$\widehat{\chi} \widehat{\phi}^\pm \bar{u}^Z u^\mp$
	$\widehat{\phi}^\pm \widehat{H} \bar{u}^A u^\mp$	$\widehat{\phi}^\pm \widehat{\chi} \bar{u}^A u^\mp$	$\widehat{\phi}^\pm \widehat{H} \bar{u}^Z u^\mp$	$\widehat{\phi}^\pm \widehat{H} \bar{u}^\pm u^Z$	$\widehat{\phi}^\pm \widehat{\chi} \bar{u}^Z u^\mp$	$\widehat{\phi}^\pm \widehat{\chi} \bar{u}^\pm u^Z$
$C$	$\frac{1}{2s}$	$\mp \frac{i}{2s}$	$-\frac{c^2 - s^2}{4cs^2}$	$\frac{1}{4cs^2}$	$\pm i \frac{c^2 - s^2}{4cs^2}$	$\mp \frac{i}{4cs^2}$

y

$\widehat{S}_1 S_2 \bar{G}_1 G_2$	$\widehat{H} \widehat{\chi} \bar{u}^\pm u^\pm$
	$\widehat{\chi} \widehat{H} \bar{u}^\mp u^\mp$
$C$	$\mp \frac{i}{4s^2}$

(A.58)

### A 5. Propagadores de los campos cuánticos

- Bosones de Norma:

$V = A, Z, W$  ( $M_A = 0$ )

=  $-i \left[ \frac{g_{\mu\nu}}{k^2 - M_V^2} \right] = V_{\mu\nu}(k)$

(A.59)

- Fantasmas de Faddeev–Popov:

$G = u^A, u^Z, u^\pm$  ( $M_{u^A} = 0, M_{u^Z} = M_Z, M_{u^\pm} = M_W$ )

=  $\frac{i}{k^2 - M_G^2} = G(k)$

(A.60)

- Campos Escalares:

$S = H, \chi, \phi$  ( $M_\chi = M_Z, M_\phi = M_W$ )

=  $\frac{i}{k^2 - M_S^2} = S(k)$

(A.61)

- Campos Fermiónicos:

$$F = f$$

$$\boxed{F \bullet \xrightarrow{p} \bullet \bar{F}} = \frac{i(\not{p} + m_F)}{p^2 - m_F^2} = F(k) \quad (\text{A.62})$$

## A 6. Constantes de renormalización

- Contratérminos en función de las diferentes autoenergías:

$$\delta Z_{\hat{Z}\hat{A}} = 0. \quad (\text{A.63})$$

$$\delta Z_{\hat{A}\hat{A}} = -2\delta Z_e = -\left. \frac{\partial \Sigma_{\hat{A}\hat{A}}(k^2)}{\partial k^2} \right|_{k^2=0}. \quad (\text{A.64})$$

$$\delta Z_{\hat{A}\hat{Z}} = -2 \operatorname{Re} \frac{\Sigma_{\hat{A}\hat{Z}}(M_Z^2)}{M_Z^2},$$

$$\delta Z_{\hat{Z}\hat{Z}} = -\operatorname{Re} \left. \frac{\partial \Sigma_{\hat{Z}\hat{Z}}(k^2)}{\partial k^2} \right|_{k^2=M_Z^2},$$

$$\delta Z_{\hat{W}} = -\operatorname{Re} \left. \frac{\partial \Sigma_{\hat{W}\hat{W}}(k^2)}{\partial k^2} \right|_{k^2=M_W^2},$$

$$\delta Z_{\hat{H}} = \delta Z_{\hat{\chi}} = \delta Z_{\hat{\phi}} = \operatorname{Re} \Sigma^H(M_H^2). \quad (\text{A.65})$$

$$\delta Z_e = \frac{1}{2} \left. \frac{\partial \Sigma_{\hat{A}\hat{A}}(k^2)}{\partial k^2} \right|_{k^2=0},$$

$$\delta M_W^2 = \operatorname{Re} \left( \Sigma_{\hat{W}\hat{W}}(M_W^2) \right),$$

$$\delta M_Z^2 = \operatorname{Re} \left( \Sigma_{\hat{Z}\hat{Z}}(M_Z^2) \right),$$

$$\delta M_H^2 = \operatorname{Re} \left( \Sigma_{\hat{H}\hat{H}}(M_H^2) \right),$$

$$\delta m_f = \frac{1}{2} m_f \operatorname{Re} \left[ \Sigma_{\hat{L}}^{\bar{f}f}(m_f^2) + \Sigma_{\hat{R}}^{\bar{f}f}(m_f^2) + 2\Sigma_{\hat{S}}^{\bar{f}f}(m_f^2) \right],$$

$$\delta t = -T^{\hat{H}}(\text{tadpole}). \quad (\text{A.66})$$

$$\delta Z_{f_d}^L = -\operatorname{Re} \Sigma_{\hat{L}}^{\bar{f}_d f_d}(m_{f_d}^2) - m_{f_d}^2 \left. \frac{\partial}{\partial k^2} \operatorname{Re} \left( \Sigma_{\hat{L}}^{\bar{f}_d f_d}(k^2) + \Sigma_{\hat{R}}^{\bar{f}_d f_d}(k^2) + 2\Sigma_{\hat{S}}^{\bar{f}_d f_d}(k^2) \right) \right|_{k^2=m_{f_d}^2},$$

$$\delta Z_{f_u}^R = -\operatorname{Re} \Sigma_{\hat{R}}^{\bar{f}_u f_u}(m_{f_u}^2) - m_{f_u}^2 \left. \frac{\partial}{\partial k^2} \operatorname{Re} \left( \Sigma_{\hat{L}}^{\bar{f}_u f_u}(k^2) + \Sigma_{\hat{R}}^{\bar{f}_u f_u}(k^2) + 2\Sigma_{\hat{S}}^{\bar{f}_u f_u}(k^2) \right) \right|_{k^2=m_{f_u}^2},$$

$$\delta Z_{f_d}^R = -\operatorname{Re} \Sigma_{\hat{R}}^{\bar{f}_d f_d}(m_{f_d}^2) - m_{f_d}^2 \left. \frac{\partial}{\partial k^2} \operatorname{Re} \left( \Sigma_{\hat{L}}^{\bar{f}_d f_d}(k^2) + \Sigma_{\hat{R}}^{\bar{f}_d f_d}(k^2) + 2\Sigma_{\hat{S}}^{\bar{f}_d f_d}(k^2) \right) \right|_{k^2=m_{f_d}^2}.$$

$$(\text{A.67})$$

1. S. L. Glashow, *Ph. D. Thesis*. Harvard University (1958); S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579.
2. A. Salam, en *Elementary particle physics, (Nobel Symp. No. 8)*. (Ed. N. Svartholm). Almqvis and Wilsell, Stockholm (1968).
3. S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.
4. S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2** (1970) 1285.
5. P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **12** (1964) 132; P. W. Higgs, *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156. T. W. B. Kibble *Phys. Rev.* **10** (1963) 531.
6. N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531. M. Kobayashi and M. Maskawua, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.
7. G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* **B33** (1971) 173.
8. G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* **B35** (1971) 167.
9. Luis G. Cabral-Rosetti, *Rev. Mex. Fis.* **46** (3) (2000) 285.
10. Review of Particle Physics, *Eur. Phys. J.* **C3** (1998) 1.
11. Y. Fukuda, *et. al. Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1562.
12. Q.R. Ahmad, *et al* [SNO Collaboration], nucl-ex/0106015, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301 (2001), SNO Collaboration, <http://www.sno.phy.queensu.ca/>.
13. G. Weiglein, *Ph. D. Thesis, Gauge Dependence of Green Functions and Algebraic Calculation of General Two Loop Selfenergies*, Universität Würzburg (1994); A. Denner, G. Weiglein and S. Dittmaier, in *Proc. of the Ringberg Workshop, "Perspectives for electroweak interactions in  $e^+e^-$  collisions"*, ed. B.A. Kniehl, World Scientific, Singapore (1995), p. 281, hep-ph/9505271; A. Denner, G. Weiglein and S. Dittmaier, *Acta Phys. Polon. B* **27** (1996) 3645, hep-ph/9609422.
14. A. Denner, *Fortschr. Phys.* **41** 4 (1993) 307.
15. K. Fujikawua, B. W. Lee and A. I. Sanda, *Phys. Rev* **D6** (1972) 2923.
16. C. Itzykson and J. Zuber, *Quantum Field Theory*, (McGraw-Hill, International Edition, Physics Series, Singapore, 1985).
17. C. Becchi, A. Rouet and R. Stora, *Phys. Lett.* **B52** (1974) 344; C. Becchi, A. Rouet and R. Stora, *Commun. Math. Phys.* **42** (1975) 127; I. V. Tyutin, en *Gauge invariance in field theory and statististical mechanics*, Lebedev preprint FIAN # 39 (sin publicar).
18. A. A. Slavnov, *Theor. and Math. Phys.* **10** (1972) 99; J. C. Taylor, *Nucl. Phys.* **B33** (1971) 436.
19. M. Böhm, W. Hollik and H. Spiesberger, *Fortschr. Phys.* **34** (1986) 687.
20. L.F. Abbott, M.T. Grisaru and R.K. Schaefer, *Nucl. Phys.* **B229** (1983) 372; A. Rebhan and G. Wirthumer, *Z. Phys.* **C28** (1985) 269.
21. G. Shore, *Ann. Phys.* **137** (1981) 262; M. B. Einhorn and J. Wudka, *Phys. Rev.* **D39** (1989) 2758.
22. H. Kluberg-Stern and J. Zeber, *Phys. Rev.* **D12** (1975) 482 & 3159.
23. L. F. Abbott, *Nuc. Phys.* **B185** (1981) 189; L. F. Abbott, *Acta Phys. Pol.* **B13** (1982) 33.
24. A. Denner, G. Weiglein and S. Dittmaier *Phys. Lett.* **B33** (1994) 420; A. Denner, G. Weiglein and S. Dittmaier *Nucl. Phys. B* (Proc. Suppl.) **37 B** (1994) 87.
25. A. Denner, G. Weiglein and S. Dittmaier *Nucl. Phys.* **B440** (1995) 95. hep-ph/9410338.
26. M. B. Gavela, G. Girardi, C. Mallevalle and P. Sorba, *Nucl. Phys.* **B193** (1981) 257.
27. L. G. Cabral-Rosetti, J. Bernabéu, J. Vidal and A. Zepeda, *Eur. Phys. J. C.* **12** (2000) 633.
28. L. G. Cabral-Rosetti, *Ph. D. Thesis Factores de Forma del Neutrino e Invariancia Gauge Electrodebil: El Radio de Carga*, Departament de Física Teórica, Facultad de Fisiques, Universitat de Valencia, Estudi General, 11 de Diciembre de 2000, Valencia, España.
29. J. L. Lucio, A. Rosado and A. Zepeda, *Phys. Rev. D* **29** (1984) 1539.
30. Chung Wook Kimm and Aihud Pevsher, *Neutrinos in Physics and Astrophysics*, Contemporary Concepts in Physics Volume 8, Harwood Academic Publishers 1993 (ver en especial las pags. 247-259); Rabindra N. Mohapatra and Palas B. Pal, *Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics*, World Scientific Lectures Notes in Physics Vol. 41, 1991 (ver en especial las pags. 173-185).
31. J.E. Kim, V.S. Mahur and S. Okubo, *Phys. Rev. D* **9**, (1974) 3050; J.E. Kim, *Phys. Rev. D* **14** (1976) 3000.
32. E. Abers and B.W. Lee, *Gauge theories*, *Phys. Rep.* **9C** 3050 (ver en especial la pag. 133).
33. L.G. Cabral-Rosetti and M.A. Sanchis-Lozano, *J. Comput. Appl. Math.* **115** (2000) 93.
34. M. Fukugita and A. Suzuki (Eds.), *Physics and Astrophysics of Neutrinos*, Chapter II.5, (Springer-Verlag 1994).
35. B. W. Lee and R. E. Shrock, *Phys. Rev. D* **16**, (1977) 1444; K. Fujikawua and R. E. Shrock, *Phys. Rev Lett.* **45**, 12 (1980) 962; R.E. Shrock, *Nucl. Phys. B* **206** (1982) 359.