Tripletes Escalares Linealmente Dependientes que no Inducen Axiones en los Modelo 3-3-1

Yithsbey Giraldo

Universidad de Nariño

Diciembre 9, 2015

Eur. Phys. J. C (2011) 71:1693
DOI 10.1140/epjc/s10052-011-1693-3

THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C

Regular Article - Theoretical Physics

Scalar potential without cubic term in 3-3-1 models without exotic electric charges

Yithsbey Giraldo[1,2,a], William A. Ponce[2]

[1]Departamento de Física, Universidad de Nariño, A.A. 1175, Pasto, Colombia
[2]Instituto de Física, Universidad de Antioquia, A.A. 1226, Medellín, Colombia

Received: 8 April 2011 / Revised: 4 June 2011 / Published online: 21 July 2011
© Springer-Verlag / Società Italiana di Fisica 2011

Abstract A detailed study of the criteria for stability of the scalar potential, and the proper electroweak symmetry breaking pattern in some 3-3-1 models without exotic electric charges is presented. In this paper we concentrate in a scalar sector with three Higgs scalar triplets, with a potential that does not include the cubic term, due to the presence of a discrete symmetry. For the analysis we use, and improve, a method previously developed to study the scalar potential in the two-Higgs-doublet extension of the standard model. Our main result is to show the consistency of those 3-3-1 models without exotic electric charges.

1 Introduction

A simple extension of the standard model (SM) consists of adding to the model a second Higgs scalar doublet [1–5], defining in this way the so-called two Higgs doublet model (THDM). The different ways how the two Higgs scalar doublets couple to the fermion sector, define the different versions of this extension [1–11]. Many gauge group extensions of the SM have the THDM as an effective low energy theory (in this regard see the papers in [6–11] and references therein). In these extensions one intermediate step in the symmetry breaking chain leads to the $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ gauge theory with two Higss doublets in one of its several versions.

A novel method for a detailed analysis of the scalar potential in the most general THDM was presented in [12–14] where by using powerful algebraic techniques, the authors studied in detail the stationary points of the scalar potential. This allowed them to give, in a very concise way, clear criteria for the stability of the scalar potential and for the correct electroweak symmetry breaking pattern. By using different approaches, the authors in [15–18] reached also interesting conclusions for the scalar potential of the THDM, some of them related to the ones presented in [12, 13].

In the present work we make use of some of the new algebraic developments cited in the former paragraph, to analyze the scalar sector of an extension to the SM based on the local gauge group $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ [19–36] (called hereafter 3-3-1 for short).

In general, the scalar sector for 3-3-1 models is quite complicated and difficult to analyze in detail. For example, for the minimal model (the Pisano–Pleitez–Frampton model [19–25]) three Higgs scalar triplets and one additional Higgs sextet must be used, in order to break the symmetry and provide, at the same time, masses to the fermion fields. For the 3-3-1 models without exotic electric charges [26–36] the situation is simpler because it turns out that less Higgs scalar multiplets are needed [37–42]. For example, the so-called economical 3-3-1 model [43] makes use of only two Higgs scalar triplets which are able to break the symmetry in a consistent way, although they are not able to produce a consistent fermion mass spectrum at tree level. The alternative approach is to deal with three Higgs scalar triplets instead of two, as done for example in [26–33].

In this work we pursue the study of the scalar sector of the 3-3-1 models without exotic electric charges started in [44], by considering this time a model with three Higgs scalar triplets. A discrete symmetry will be applied to the corresponding scalar potential [45–52], which simplifies and facilitates its analysis, due that the cubic (or trilinear) term would be absent. In this analysis we will derive constraints on the parameters of the scalar potential coming from its stability and from the electroweak symmetry breaking conditions (the stability of an scalar potential at the classical level, which is fulfilled when it is bounded from below, is a necessary condition in order to have a consistent theory). The global minimum of the potential will also be found by determining its stationary points.

[a] e-mail: yithsbey@gmail.com, yithsbey@yahoo.com

Resumen

En este trabajo nos concentraremos en el sector escalar del modelo 3-3-1 con neutrinos de quiralidad derecha. Trabajaremos un sector escalar con tres tripletes escalares de Higgses, cuyo potencial no incluye el término cúbico (o trilineal) debido a la presencia de una simetría discreta. Aparece entonces una simetría adicional $U(1)$ global, que al ser implantada en todo el Lagrangiano, se puede interpretar como la simetría Peccei-Quinn que resuelve el problema CP fuerte. Una consecuencia de esta simetría, es que en general, el rompimiento espontáneo de simetría genera ahora nueve bosones de Goldstone, de los cuales sólo ocho pueden se gaugeados, lo que deja un escalar extra no masivo, no físico, que algunos autores identifican como un axión, no visible, candidato a materia oscura. Mostraremos en este trabajo que si los dos tres tripletes escalares con números cuánticos idénticos tienen valores esperados linealmente dependientes, evita que haya un rompimiento espontáneo de la simetría Peccei-Quinn, lo que da como resultado que el mencionado axión desaparezca del modelo, y al mismo tiempo se resuelva el problema CP fuerte.

Resumen

En este trabajo nos concentraremos en el sector escalar del modelo 3-3-1 con neutrinos de quiralidad derecha. Trabajaremos un sector escalar con tres tripletes escalares de Higgses, cuyo potencial no incluye el término cúbico (o trilineal) debido a la presencia de una simetría discreta. Aparece entonces una simetría adicional $U(1)$ global, que al ser implantada en todo el Lagrangiano, se puede interpretar como la simetría Peccei-Quinn que resuelve el problema CP fuerte. Una consecuencia de esta simetría, es que en general, el rompimiento espontáneo de simetría genera ahora nueve bosones de Goldstone, de los cuales sólo ocho pueden se gaugeados, lo que deja un escalar extra no masivo, no físico, que algunos autores identifican como un axión, no visible, candidato a materia oscura. Mostraremos en este trabajo que si dos de los tres tripletes escalares son linealmente dependientes evita que haya un rompimiento espontáneo de la simetría Peccei-Quinn, lo que da como resultado que el mencionado axión desaparezca del modelo, y al mismo tiempo se resuelva el problema CP fuerte.

Resumen

En este trabajo nos concentraremos en el sector escalar del modelo 3-3-1 con neutrinos de quiralidad derecha. Trabajaremos un sector escalar con tres tripletes escalares de Higgses, cuyo potencial no incluye el término cúbico (o trilineal) debido a la presencia de una simetría discreta. Aparece entonces una simetría adicional $U(1)$ global, que al ser implantada en todo el Lagrangiano, se puede interpretar como la simetría Peccei-Quinn que resuelve el problema CP fuerte. Una consecuencia de esta simetría, es que en general, el rompimiento espontáneo de simetría genera ahora nueve bosones de Goldstone, de los cuales sólo ocho pueden se gaugeados, lo que deja un escalar extra no masivo, no físico, que algunos autores identifican como un axión, no visible, candidato a materia oscura. Mostraremos en este trabajo que si dos de los tres tripletes escalares son linealmente dependientes evita que haya un rompimiento espontáneo de la simetría Peccei-Quinn, lo que da como resultado que el mencionado axión desaparezca del modelo, y al mismo tiempo se resuelva el problema CP fuerte.

Resumen

En este trabajo nos concentraremos en el sector escalar del modelo 3-3-1 con neutrinos de quiralidad derecha. Trabajaremos un sector escalar con tres tripletes escalares de Higgses, cuyo potencial no incluye el término cúbico (o trilineal) debido a la presencia de una simetría discreta. Aparece entonces una simetría adicional $U(1)$ global, que al ser implantada en todo el Lagrangiano, se puede interpretar como la simetría Peccei-Quinn que resuelve el problema CP fuerte. Una consecuencia de esta simetría, es que en general, el rompimiento espontáneo de simetría genera ahora nueve bosones de Goldstone, de los cuales sólo ocho pueden se gaugeados, lo que deja un escalar extra no masivo, no físico, que algunos autores identifican como un axión, no visible, candidato a materia oscura. Mostraremos en este trabajo que si dos de los tres tripletes escalares son linealmente dependientes evita que haya un rompimiento espontáneo de la simetría Peccei-Quinn, lo que da como resultado que el mencionado axión desaparezca del modelo, y al mismo tiempo se resuelva el problema CP fuerte.

Resumen

En este trabajo nos concentraremos en el sector escalar del modelo 3-3-1 con neutrinos de quiralidad derecha. Trabajaremos un sector escalar con tres tripletes escalares de Higgses, cuyo potencial no incluye el término cúbico (o trilineal) debido a la presencia de una simetría discreta. Aparece entonces una simetría adicional $U(1)$ global, que al ser implantada en todo el Lagrangiano, se puede interpretar como la simetría Peccei-Quinn que resuelve el problema CP fuerte. Una consecuencia de esta simetría, es que en general, el rompimiento espontáneo de simetría genera ahora nueve bosones de Goldstone, de los cuales sólo ocho pueden se gaugeados, lo que deja un escalar extra no masivo, no físico, que algunos autores identifican como un axión, no visible, candidato a materia oscura. Mostraremos en este trabajo que si dos de los tres tripletes escalares son linealmente dependientes evita que haya un rompimiento espontáneo de la simetría Peccei-Quinn, lo que da como resultado que el mencionado axión desaparezca del modelo, y al mismo tiempo se resuelva el problema CP fuerte.

Resumen

En este trabajo nos concentraremos en el sector escalar del modelo 3-3-1 con neutrinos de quiralidad derecha. Trabajaremos un sector escalar con tres tripletes escalares de Higgses, cuyo potencial no incluye el término cúbico (o trilineal) debido a la presencia de una simetría discreta. Aparece entonces una simetría adicional $U(1)$ global, que al ser implantada en todo el Lagrangiano, se puede interpretar como la simetría Peccei-Quinn que resuelve el problema CP fuerte. Una consecuencia de esta simetría, es que en general, el rompimiento espontáneo de simetría genera ahora nueve bosones de Goldstone, de los cuales sólo ocho pueden se gaugeados, lo que deja un escalar extra no masivo, no físico, que algunos autores identifican como un axión, no visible, candidato a materia oscura. Mostraremos en este trabajo que si dos de los tres tripletes escalares son linealmente dependientes evita que haya un rompimiento espontáneo de la simetría Peccei-Quinn, lo que da como resultado que el mencionado axión desaparezca del modelo, y al mismo tiempo se resuelva el problema CP fuerte.

Resumen

En este trabajo nos concentraremos en el sector escalar del modelo 3-3-1 con neutrinos de quiralidad derecha. Trabajaremos un sector escalar con tres tripletes escalares de Higgses, cuyo potencial no incluye el término cúbico (o trilineal) debido a la presencia de una simetría discreta. Aparece entonces una simetría adicional $U(1)$ global, que al ser implantada en todo el Lagrangiano, se puede interpretar como la simetría Peccei-Quinn que resuelve el problema CP fuerte. Una consecuencia de esta simetría, es que en general, el rompimiento espontáneo de simetría genera ahora nueve bosones de Goldstone, de los cuales sólo ocho pueden se gaugeados, lo que deja un escalar extra no masivo, no físico, que algunos autores identifican como un axión, no visible, candidato a materia oscura. Mostraremos en este trabajo que si dos de los tres tripletes escalares son linealmente dependientes evita que haya un rompimiento espontáneo de la simetría Peccei-Quinn, lo que da como resultado que el mencionado axión desaparezca del modelo, y al mismo tiempo se resuelva el problema CP fuerte.

Resumen

En este trabajo nos concentraremos en el sector escalar del modelo 3-3-1 con neutrinos de quiralidad derecha. Trabajaremos un sector escalar con tres tripletes escalares de Higgses, cuyo potencial no incluye el término cúbico (o trilineal) debido a la presencia de una simetría discreta. Aparece entonces una simetría adicional $U(1)$ global, que al ser implantada en todo el Lagrangiano, se puede interpretar como la simetría Peccei-Quinn que resuelve el problema CP fuerte. Una consecuencia de esta simetría, es que en general, el rompimiento espontáneo de simetría genera ahora nueve bosones de Goldstone, de los cuales sólo ocho pueden se gaugeados, lo que deja un escalar extra no masivo, no físico, que algunos autores identifican como un axión, no visible, candidato a materia oscura. Mostraremos en este trabajo que si dos de los tres tripletes escalares son linealmente dependientes evita que haya un rompimiento espontáneo de la simetría Peccei-Quinn, lo que da como resultado que el mencionado axión desaparezca del modelo, y al mismo tiempo se resuelva el problema CP fuerte.

Resumen

En este trabajo nos concentraremos en el sector escalar del modelo 3-3-1 con neutrinos de quiralidad derecha. Trabajaremos un sector escalar con tres tripletes escalares de Higgses, cuyo potencial no incluye el término cúbico (o trilineal) debido a la presencia de una simetría discreta. Aparece entonces una simetría adicional $U(1)$ global, que al ser implantada en todo el Lagrangiano, se puede interpretar como la simetría Peccei-Quinn que resuelve el problema CP fuerte. Una consecuencia de esta simetría, es que en general, el rompimiento espontáneo de simetría genera ahora nueve bosones de Goldstone, de los cuales sólo ocho pueden se gaugeados, lo que deja un escalar extra no masivo, no físico, que algunos autores identifican como un axión, no visible, candidato a materia oscura. Mostraremos en este trabajo que si dos de los tres tripletes escalares son linealmente dependientes evita que haya un rompimiento espontáneo de la simetría Peccei-Quinn, lo que da como resultado que el mencionado axión desaparezca del modelo, y al mismo tiempo se resuelva el problema CP fuerte.

Motivaciones

Motivaciones

- Resolver el problema del axión.

Motivaciones

- Resolver el problema del axión.
- Y al mismo tiempo resolver el problema CP fuerte.

Motivaciones

- Resolver el problema del axión.
- Y al mismo tiempo resolver el problema CP fuerte.
- Deducir las condiciones de estabilidad y mínimo global del potencial escalar con una simetría discreta.

Modelo 3-3-1 con neutrinos de quiralidad derecha

El modelo tiene el siguiente sector fermiónico libre de anomalías

$$
\begin{aligned}
\psi_L^a &= (l^{-a}, \nu^a, N^{0a})_L^T \sim (1, 3^*, -1/3), \\
l_L^{+a} &\sim (1, 1, 1), \\
Q_L^i &= (u^i, d^i, D^i)_L^T \sim (3, 3, 0), \\
Q_L^3 &= (d^3, u^3, U)_L^T \sim (3, 3^*, 1/3), \\
u_L^{ca} &\sim (3^*, 1, -2/3), \quad d_L^{ca} \sim (3^*, 1, 1/3), \\
U_L^c &\sim (3^*, 1, -2/3), \quad D_L^{ci} \sim (3^*, 1, 1/3).
\end{aligned}
$$

con $i = 1, 2$ y $a = 1, 2, 3$.

El sector Escalar

El modelo sólo necesita tres tripletes escalares para darle masa a las partículas

$$\Phi_1(1,3^*,-1/3) = \begin{pmatrix} \phi_1^- \\ \phi_1^0 \\ \phi_1'^0 \end{pmatrix}, \text{ con VEV: } \langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \\ V_1 \end{pmatrix},$$

$$\Phi_2(1,3^*,-1/3) = \begin{pmatrix} \phi_2^- \\ \phi_2^0 \\ \phi_2'^0 \end{pmatrix}, \text{ con VEV: } \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \\ V_2 \end{pmatrix},$$

$$\Phi_3(1,3^*,2/3) = \begin{pmatrix} \phi_3^0 \\ \phi_3^+ \\ \phi_3'^+ \end{pmatrix}, \text{ con VEV: } \langle \Phi_3 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_3 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

con la jerarquía:

$$V_1, V_2 \gg v_1, v_2, v_3.$$

El Potencial Escalar

El potencial escalar más general invariante 3-3-1

$$
\begin{aligned}
V(\Phi_1,\Phi_2,\Phi_3) = {} & \mu_1^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 + \mu_2^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 + \mu_3^2\Phi_3^\dagger\Phi_3 + \frac{1}{2}(\mu_4^2\,\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \mu_4^{2^*}\,\Phi_2^\dagger\Phi_1) \\
& + \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_3^\dagger\Phi_3)^2 + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) \\
& + \lambda_5(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_3^\dagger\Phi_3) + \lambda_6(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_3^\dagger\Phi_3) + \lambda_7(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) \\
& + \lambda_8(\Phi_1^\dagger\Phi_3)(\Phi_3^\dagger\Phi_1) + \lambda_9(\Phi_2^\dagger\Phi_3)(\Phi_3^\dagger\Phi_2) + (f\,\Phi_1^\dagger\Phi_2 + f^*\,\Phi_2^\dagger\Phi_1)^2 \\
& + \frac{1}{2}(\lambda_{11}\,\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \lambda_{11}^*\Phi_2^\dagger\Phi_1)(\Phi_1^\dagger\Phi_1) + \frac{1}{2}(\lambda_{12}\,\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \lambda_{12}^*\Phi_2^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) \\
& + \frac{1}{2}\left[\lambda_{14}\,(\Phi_1^\dagger\Phi_3)(\Phi_3^\dagger\Phi_2) + \lambda_{14}^*\,(\Phi_3^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_3)\right] \\
& + \frac{1}{2}(\lambda_{13}\,\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \lambda_{13}^*\Phi_2^\dagger\Phi_1)(\Phi_3^\dagger\Phi_3) + (g\,\epsilon_{ijk}\,\Phi_1^i\,\Phi_2^j\,\Phi_3^k + h.c.),
\end{aligned}
$$

tiene 26 parámetros.

Si se impone la simetría discreta

$$\Phi_1 \longrightarrow -\Phi_1$$

El potencial se reduce a:

$$
\begin{aligned}
V(\Phi_1,\Phi_2,\Phi_3) = {} & \mu_1^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 + \mu_2^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 + \mu_3^2\Phi_3^\dagger\Phi_3 + \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_3^\dagger\Phi_3)^2 \\
& + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_5(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_3^\dagger\Phi_3) + \lambda_6(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_3^\dagger\Phi_3) \\
& + \lambda_7(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \lambda_8(\Phi_1^\dagger\Phi_3)(\Phi_3^\dagger\Phi_1) + \lambda_9(\Phi_2^\dagger\Phi_3)(\Phi_3^\dagger\Phi_2) \\
& + \frac{\lambda_{10}}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1)^2,
\end{aligned}
$$

que contiene sólo 13 parámetros libres y no incluye el término cúbico $\epsilon_{ijk}\Phi_1^i\Phi_2^j\Phi_3^k$.

El potencial se reduce a:

$$
\begin{aligned}
V(\Phi_1,\Phi_2,\Phi_3) = {} & \mu_1^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 + \mu_2^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 + \mu_3^2\Phi_3^\dagger\Phi_3 + \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_3^\dagger\Phi_3)^2 \\
& + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_5(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_3^\dagger\Phi_3) + \lambda_6(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_3^\dagger\Phi_3) \\
& + \lambda_7(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \lambda_8(\Phi_1^\dagger\Phi_3)(\Phi_3^\dagger\Phi_1) + \lambda_9(\Phi_2^\dagger\Phi_3)(\Phi_3^\dagger\Phi_2) \\
& + \frac{\lambda_{10}}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1)^2,
\end{aligned}
$$

que contiene sólo 13 parámetros libres y no incluye el término cúbico $\epsilon_{ijk}\Phi_1^i\Phi_2^j\Phi_3^k$.

Pero aparece en el potencial una simetría global adicional $U(1)$:

$$\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3 \sim (1)$$

El potencial se reduce a:

$$\begin{aligned} V(\Phi_1,\Phi_2,\Phi_3) = {} & \mu_1^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 + \mu_2^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 + \mu_3^2\Phi_3^\dagger\Phi_3 + \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_3^\dagger\Phi_3)^2 \\ & + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_5(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_3^\dagger\Phi_3) + \lambda_6(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_3^\dagger\Phi_3) \\ & + \lambda_7(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \lambda_8(\Phi_1^\dagger\Phi_3)(\Phi_3^\dagger\Phi_1) + \lambda_9(\Phi_2^\dagger\Phi_3)(\Phi_3^\dagger\Phi_2) \\ & + \frac{\lambda_{10}}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1)^2, \end{aligned}$$

que contiene sólo 13 parámetros libres y no incluye el término cúbico $\epsilon_{ijk}\Phi_1^i\Phi_2^j\Phi_3^k$.

Pero aparece en el potencial una simetría global adicional $U(1)$:

$$\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3 \sim (1)$$

Que al ser extendido al Lagrangiano

Se puede identificar como la simetría Peccei-Quinn (PQ)

La Simetría PQ:

- Resuelve el problema CP fuerte.

La Simetría PQ:

- Resuelve el problema CP fuerte.
- Después del rompimiento espontáneo de simetría, aparece el axión de tipo Weinberg–Wilczek; que ha sido descartado fenomenológicamente.

Soluciones al Problema

- Añadir un singlete escalar al modelo haciendo invisible el axión, candidato a materia oscura.
- Descartar la simetría discreta $\Phi_1 \to -\Phi_1$.
  Así que el potencial tendría el término trilineal $\epsilon_{ijk}\,\Phi_1^i\,\Phi_2^j\,\Phi_3^k$, que rompe la simetría PQ. Pero si se conserva el número leptónico aparece otro tipo adicional de seudo-goldstone no masivo, conocido como el majorón.
- Y nuestra solución con los VEV de Φ_1 y Φ_2 linealmente dependientes:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \alpha \langle \Phi_2 \rangle \Longrightarrow v_2 V_1 = v_1 V_2.$$

  donde podemos determinar el parámetro de proporcionalidad α.

Soluciones al Problema

- Añadir un singlete escalar al modelo haciendo invisible el axión, candidato a materia oscura.
- Descartar la simetría discreta $\Phi_1 \to -\Phi_1$.

  Así que el potencial tendría el término trilineal $\epsilon_{ijk}\,\Phi_1^i\,\Phi_2^j\,\Phi_3^k$, que rompe la simetría PQ. Pero si se conserva el número leptónico aparece otro tipo adicional de seudo-goldstone no masivo, conocido como el majorón.
- Y nuestra solución con los VEV de Φ_1 y Φ_2 linealmente dependientes:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \alpha \langle \Phi_2 \rangle \Longrightarrow v_2 V_1 = v_1 V_2.$$

  donde podemos determinar el parámetro de proporcionalidad α.

Soluciones al Problema

- Añadir un singlete escalar al modelo haciendo invisible el axión, candidato a materia oscura.
- Descartar la simetría discreta $\Phi_1 \to -\Phi_1$.
  Así que el potencial tendría el término trilineal $\epsilon_{ijk}\,\Phi_1^i\,\Phi_2^j\,\Phi_3^k$, que rompe la simetría PQ. Pero si se conserva el número leptónico aparece otro tipo adicional de seudo-goldstone no masivo, conocido como el majorón.
- Y nuestra solución con los VEV de Φ_1 y Φ_2 linealmente dependientes:

$$\langle\Phi_1\rangle = \alpha\langle\Phi_2\rangle \Longrightarrow v_2 V_1 = v_1 V_2.$$

donde podemos determinar el parámetro de proporcionalidad α.

Soluciones al Problema

- Añadir un singlete escalar al modelo haciendo invisible el axión, candidato a materia oscura.
- Descartar la simetría discreta $\Phi_1 \to -\Phi_1$.
  Así que el potencial tendría el término trilineal $\epsilon_{ijk}\,\Phi_1^i\,\Phi_2^j\,\Phi_3^k$, que rompe la simetría PQ. Pero si se conserva el número leptónico aparece otro tipo adicional de seudo-goldstone no masivo, conocido como el majorón.
- Y nuestra solución con los VEV de Φ_1 y Φ_2 linealmente dependientes:

$$\langle\Phi_1\rangle = \alpha\langle\Phi_2\rangle \Longrightarrow v_2 V_1 = v_1 V_2.$$

donde podemos determinar el parámetro de proporcionalidad α.

Soluciones al Problema

- Añadir un singlete escalar al modelo haciendo invisible el axión, candidato a materia oscura.
- Descartar la simetría discreta $\Phi_1 \to -\Phi_1$.
  Así que el potencial tendría el término trilineal $\epsilon_{ijk}\,\Phi_1^i\,\Phi_2^j\,\Phi_3^k$, que rompe la simetría PQ. Pero si se conserva el número leptónico aparece otro tipo adicional de seudo-goldstone no masivo, conocido como el majorón.
- Y nuestra solución con los VEV de Φ_1 y Φ_2 linealmente dependientes:

$$\langle\Phi_1\rangle = \alpha\langle\Phi_2\rangle \Longrightarrow v_2 V_1 = v_1 V_2.$$

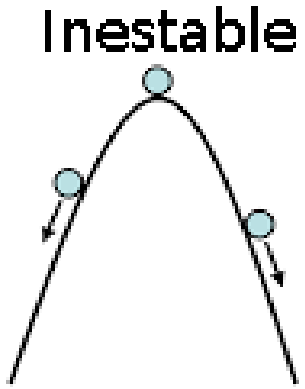
  donde podemos determinar el parámetro de proporcionalidad α.

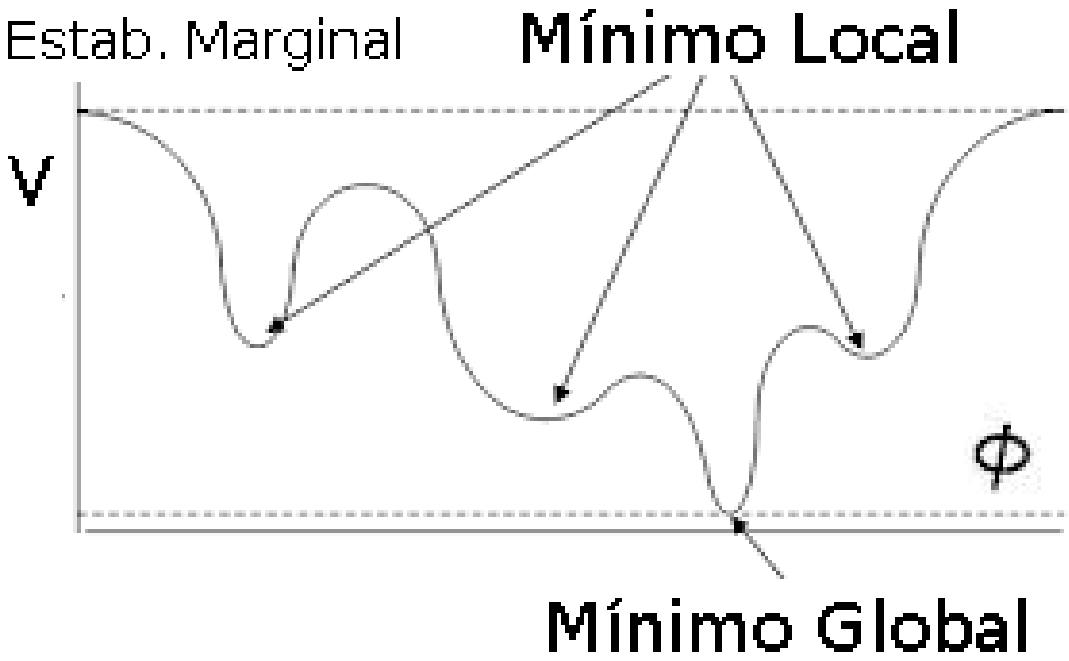
Ventajas de nuestra propuesta

- El axión desaparece, y sólo aparecen los ocho bosones de Goldstone que pueden ser gaugeados.
- Así que *no* se necesita incluir un singlete escalar adicional.
- La simetría PQ se mantiene.
- La jerarquía $V_1, V_2 \gg v_1, v_2, v_3$ se mantiene.
- La simetría discreta $\Phi_1 \to -\Phi_1$ simplifica el potencial escalar para analizar.
- Las condiciones de estabilidad, rompimiento de simetría y mínimo global del potencial escalar dan un valor del parámetro de proporcionalidad α.

Estabilidad y Puntos Estacionarios

Estabilidad y Puntos Estacionarios





Estabilidad y Puntos Estacionarios

La estabilidad, rompimiento de simetría electrodébil y puntos estacionarios del potencial pueden ser discutidos en términos de bilineales

$$\Phi_i^\dagger \Phi_j,$$

donde $i, j = 1, 2, 3$.

Estabilidad y Puntos Estacionarios

Para que el potencial

$$
\begin{aligned}
V(\Phi_1,\Phi_2,\Phi_3) = {} & \mu_1^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 + \mu_2^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 + \mu_3^2\Phi_3^\dagger\Phi_3 + \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_3^\dagger\Phi_3)^2 \\
& + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_5(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_3^\dagger\Phi_3) + \lambda_6(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_3^\dagger\Phi_3) \\
& + \lambda_7(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \lambda_8(\Phi_1^\dagger\Phi_3)(\Phi_3^\dagger\Phi_1) + \lambda_9(\Phi_2^\dagger\Phi_3)(\Phi_3^\dagger\Phi_2) \\
& + \frac{\lambda_{10}}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1)^2,
\end{aligned}
$$

tenga estabilidad fuerte.

Estabilidad y Puntos Estacionarios

Se deben satisfacer las siguientes condiciones:

$$\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_3 > 0,$$
$$\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4 > 0,$$
$$\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_7 > 0,$$
$$\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_7 + 2\,\lambda_{10} > 0,$$

Estabilidad y Puntos Estacionarios

Se deben satisfacer las siguientes condiciones:

$$\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_3 > 0,$$
$$\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4 > 0,$$
$$\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_7 > 0,$$
$$\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_7 + 2\,\lambda_{10} > 0,$$

$$\lambda_1 - \lambda_2 + \lambda_3 > 0,$$
$$\lambda_1 - \lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_5 > 0,$$
$$\lambda_1 - \lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_5 + \lambda_8 > 0,$$

Estabilidad y Puntos Estacionarios

Se deben satisfacer las siguientes condiciones:

$$\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_3 > 0,$$
$$\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4 > 0,$$
$$\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_7 > 0,$$
$$\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_7 + 2\,\lambda_{10} > 0,$$

$$\lambda_1 - \lambda_2 + \lambda_3 > 0,$$
$$\lambda_1 - \lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_5 > 0,$$
$$\lambda_1 - \lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_5 + \lambda_8 > 0,$$

$$-\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 > 0,$$
$$-\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_6 > 0,$$
$$-\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_6 + \lambda_9 > 0.$$

Estabilidad y Puntos Estacionarios

Y para que el mínimo global se encuentre en el punto donde se satisfaga que $\langle \Phi_1 \rangle = \alpha \langle \Phi_2 \rangle$, una condición *suficiente* es que

Estabilidad y Puntos Estacionarios

Y para que el mínimo global se encuentre en el punto donde se satisfaga que $\langle \Phi_1 \rangle = \alpha \langle \Phi_2 \rangle$, una condición *suficiente* es que

$$\alpha = \sqrt{\frac{w_{15}\left(u_5 - u_3\right)}{v_{15}\left(u_5 - u_1\right)}}$$

donde $w_{15} = \frac{\lambda_6\,\mu_3^2 - 2\,\lambda_3\,\mu_2^2}{4\,\mu_3^2}$, $v_{15} = \frac{\lambda_5\,\mu_3^2 - 2\,\lambda_3\,\mu_1^2}{4\,\mu_3^2}$, $u_5 = -\frac{\lambda_7 + 2\,\lambda_{10}}{4}$,

$$u_3 = \frac{{\mu_1}^2(4\lambda_2\lambda_3 - \lambda_6^2) + \lambda_4\left(\lambda_6\mu_3^2 - 2\lambda_3\mu_2^2\right) + \lambda_5\left(\lambda_6\mu_2^2 - 2\lambda_2\mu_3^2\right)}{4\left(\lambda_6\mu_3^2 - 2\lambda_3\mu_2^2\right)},$$

$$u_1 = \frac{{\mu_2}^2(4\lambda_1\lambda_3 - \lambda_5^2) + \lambda_4\left(\lambda_5\mu_3^2 - 2\lambda_3\mu_1^2\right) + \lambda_6\left(\lambda_5\mu_1^2 - 2\lambda_1\mu_3^2\right)}{4\left(\lambda_5\mu_3^2 - 2\lambda_3\mu_1^2\right)}.$$

Conclusiones

- Hemos implementado un método para mantener la simetría PQ en el modelo 3-3-1 con neutrinos de quiralidad derecha y que no aparezca el axión. Así que no es necesario añadir un singlete escalar a fin de ocultarlo, y/o no es necesario romper PQ añadiendo el término trilineal en el potencial.

Conclusiones

- Hemos implementado un método para mantener la simetría PQ en el modelo 3-3-1 con neutrinos de quiralidad derecha y que no aparezca el axión. Así que no es necesario añadir un singlete escalar a fin de ocultarlo, y/o no es necesario romper PQ añadiendo el término trilineal en el potencial.
- Que consiste en mantener la simetría discreta $\Phi_1 \to -\Phi_1$ y que los VEV's de los campos escalares con números cuánticos idénticos Φ_1 y Φ_2 sean linealmente dependientes.

Conclusiones

- Hemos implementado un método para mantener la simetría PQ en el modelo 3-3-1 con neutrinos de quiralidad derecha y que no aparezca el axión. Así que no es necesario añadir un singlete escalar a fin de ocultarlo, y/o no es necesario romper PQ añadiendo el término trilineal en el potencial.
- Que consiste en mantener la simetría discreta $\Phi_1 \to -\Phi_1$ y que los VEV's de los campos escalares con números cuánticos idénticos Φ_1 y Φ_2 sean linealmente dependientes.
- De tal manera que
  - hay una implementación consistente del mecanismo de Higgs,

Conclusiones

- Hemos implementado un método para mantener la simetría PQ en el modelo 3-3-1 con neutrinos de quiralidad derecha y que no aparezca el axión. Así que no es necesario añadir un singlete escalar a fin de ocultarlo, y/o no es necesario romper PQ añadiendo el término trilineal en el potencial.
- Que consiste en mantener la simetría discreta $\Phi_1 \to -\Phi_1$ y que los VEV's de los campos escalares con números cuánticos idénticos Φ_1 y Φ_2 sean linealmente dependientes.
- De tal manera que
  - hay una implementación consistente del mecanismo de Higgs,
  - se estableció una condición fuerte de estabilidad del potencial escalar, y

Conclusiones

- Hemos implementado un método para mantener la simetría PQ en el modelo 3-3-1 con neutrinos de quiralidad derecha y que no aparezca el axión. Así que no es necesario añadir un singlete escalar a fin de ocultarlo, y/o no es necesario romper PQ añadiendo el término trilineal en el potencial.
- Que consiste en mantener la simetría discreta $\Phi_1 \to -\Phi_1$ y que los VEV's de los campos escalares con números cuánticos idénticos Φ_1 y Φ_2 sean linealmente dependientes.
- De tal manera que
  - hay una implementación consistente del mecanismo de Higgs,
  - se estableció una condición fuerte de estabilidad del potencial escalar, y
  - hay una implementación adecuada del patrón de ruptura electrodébil, obteniéndose para el mínimo global la constante de proporcionalidad entre $\langle\Phi_1\rangle$ y $\langle\Phi_2\rangle$ en términos de los parámetros del potencial.