DESDE 2013
https://repository.uaeh.edu.mx/revistas/index.php/icbi/issue/archive
Pädi Boletín Científico de Ciencias Básicas e Ingenierías del ICBI
ISSN: 2007-6363

Publicación semestral, Vol. 13, No. Especial (2025) 186–196

Desarrollo histórico del Modelo Estándar
Historical development of the Standard Model

A. Guevara [a,*], G. Hernández-Tomé [a]

[a] *Área Académica de Matemáticas y Física, Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo, 42184, Mineral de la Reforma, Hidalgo, México.*

Resumen

En este trabajo mostramos el desarrollo de diferentes modelos que llevaron finalmente a la obtención del Modelo Estándar de partículas elementales (SM, por sus siglas en inglés). Partiendo del experimento del cual se descubrió que los átomos consistían de un núcleo denso rodeado de una nube de electrones, se muestran los experimentos y teorías que fueron clave para el desarrollo de dichos modelos. En concreto, desde la Teoría de Fermi para interacciones débiles hasta el desarrollo del Modelo Estándar de interacciones electrodébiles y del modelo de isoespín hasta la Cromodinámica Cuántica, fusionando ambas dando lugar al Modelo Estándar de partículas elementales.

Palabras Clave: Modelo estándar, interacciones fundamentales, historia de la física moderna.

Abstract

In this work, we show the development of different models which lead to the Standard Model of Particle Physics. Starting with the experiment which discovered that the atomic nuclei are composed of a dense nucleus surrounded by an electron cloud, we show the key experiments in the development of such models. Namely, from Fermi's theory of weak interactions to the Standard Model of electroweak interactions and from the isospin model to Quantum Chromodynamics, merging both to give place to the Standard Model of elementary particles.

Keywords: Standard model, fundamental interactions, history of modern physics.

1. Introducción

El modelo estándar (ME) de las partículas elementales es una teoría cuántica de campos que proporciona una compresión detallada de las interacciones fundamentales electromagnética, débil y fuerte. Sus predicciones han sido puestas a pruebas, con verificaciones experimentales precisas, consolidándolo como una de las teorías más exitosas en la historia de la ciencia. Desde los primeros modelos atómicos hasta la predicción y descubrimiento de partículas como el bosón de Higgs, esta teoría evolucionó a través de un largo periodo de observación, experimentación y debate científico.

Este trabajo, basado en la traducción de la tesis de doctorado de uno de los autores (AG) Guevara (2017), describe las etapas clave de esta evolución histórica, destacando los hitos conceptuales y experimentales que dieron forma al modelo estándar tal como lo conocemos hoy, partiendo por un lado, del modelo de Fermi para las interacciones débiles hasta el modelo de unificación electrodébil propuesto por Weinberg y Salam, y por otro desde el modelo de isoespín propuesto por Heisenberg hasta la Cromodinámica Cuántica de Bardeen, Fritzsch y Gell-Mann.

La estructura de este manuscrito es la siguiente: la sección 2 está dedicada a describir los antecedentes de la interacciones nucleares, tanto débil como fuerte; las secciones 3 y 4 discuten el desarrollo del modelo estándar eléctrodébil y las teorías de norma débil, respectivamente. Por otro lado, la sección 5 describe el desarrollo de las diferentes teorías de las intereacciones fuertes. Finalmente, la sección 6 discute cada uno de los sectores de la lagrangiana del ME en su formulación actual.

2. Antecedentes: Descripción de la interacción nuclear

Aunque ya empezaban a surgir los modelos fenomenológicos de naturaleza cuántica a principios del siglo XX, el descubrimiento de Ernest Rutherford sobre la estructura del átomo Rutherford (1911) fue clave en el camino para obtener una teoría de la mecánica cuántica definitiva. No obstante, además de

*Autor para correspondencia: adolfo_guevara@uaeh.edu.mx
Correo electrónico: adolfo_guevara@uaeh.edu.mx (Adolfo Guevara), gerardo_hernandez@uaeh.edu.mx (Gerardo Hernández-Tomé).

Historial del manuscrito: recibido el 01/10/2024, última versión-revisada recibida el 29/01/2025, aceptado el 29/01/2025, publicado el 26/04/2025. **DOI:** https://doi.org/10.29057/icbi.v13iEspecial.13894

los aspectos relevantes en la construcción de dicha teoría, surgía otra incógnita a partir de este descubrimiento. En 1932, James Chadwick descubría la existencia de los neutrones a partir de la radiación resultante de la desintegración de los núcleos de berilio (Be) Chadwick (1932); sin embargo, fue Dmitri Ivanenko quien sugería que dichos neutrones debían formar parte de la estructura del núcleo, de igual manera, que los electrones provenientes de desintegraciones nucleares debían generarse como productos de la transmutación del neutrón o de las partículas alpha (α), planteando asimismo la hipótesis de que el neutrón no es una partícula fundamental. De esta manera se tendría que los neutrones y los protones deberían de mantenerse unidos dentro del núcleo del átomo, mientras los electrones orbitan alrededor. Ambas partículas se diferenciaban únicamente por su masa y su carga eléctrica, aunque las masas eran aproximadamente iguales. La pregunta inmediata que surgió fue: ¿Cómo explicar que los neutrones descubiertos por Chadwick deben también encontrarse en el núcleo denso encontrado por Rutherford? La respuesta dada por Werner Heisenberg fue que ambas partículas debían tener una interacción nueva, involucrando una fuerza de cohesión mayor que la electromagnética, puesto que los electrones se mantienen a distancias mucho mayores que las distancias entre las partículas del núcleo y tal que respetara una simetría análoga a la simetría para partículas de espín = $\frac{1}{2}$ Heisenberg (1932). Dicha simetría fue llamada *espín isotópico* o *isoespín* y se le denomina una simetría interna ya que las transformaciones de este grupo se aplican sobre los campos y no sobre las coordenadas del espacio-tiempo.

No obstante, la teoría de isoespín daba solución al problema del núcleo denso, pero no explicaba su desintegración beta β [1]. Fue hasta que Enrico Fermi Fermi (1933, 1934) propuso una densidad lagrangiana de interacción entre protones, neutrones, electrones y neutrinos que se formuló la primera Teoría Efectiva de las interacciones débiles. Su densidad lagrangiana se expresaba como el producto de dos corrientes

$$\mathcal{L}_{\text{Fermi}} = g(\bar{\psi}_p \gamma^\mu \psi_n)(\bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_\nu), \tag{1}$$

donde los subíndices de cada operador fermiónico indican a qué tipo de campo se refieren (n = neturón, e = electrón, etc.). Es importante notar que este fue el primer intento de incluir al campo de neutrinos a nivel fundamental. Exceptuando la gravedad y considerando el desarrollo de Dirac en la Electrodinámica Cuántica (QED, por sus siglas en inglés), se tenían por primera vez modelos cuánticos de todas las interacciones conocidas.

3. Desarrollo del modelo estándar electrodébil

La teoría de desintegraciones beta incluía a protones, neutrones, electrones y neutrinos como fundamentales, no obstante este modelo puede ampliarse de manera sencilla para considerar muones y/o diferentes bariones y mesones. Por otro lado, esta implica únicamente corrientes con cambio de momento angular $\Delta J = 1$, por lo que no era capaz de explicar procesos nucleares con $\Delta J = 0$ observados en la naturaleza (*eg.* desintegraciones beta superpermitidas). Para generalizar la teoría y permitir todas las interacciones posibles, George Gamow y Edward Teller propusieron ampliar el modelo de Fermi para incluir más interacciones Gamow and Teller (1936); donde la generalización de esta consiste en considerar todos los operadores linealmente independientes que se pueden generar con las matrices de Dirac

$$\mathcal{L} = g_i(\bar{\psi}_1 \Gamma_i \psi_2)(\bar{\psi}_3 \Gamma_i \psi_4), \qquad i = S, P, V, A, T, \tag{2}$$

donde S, P, V, A y T significan escalar, pseudoescalar, vectorial, axial y tensorial respectivamente de forma que

$$\begin{pmatrix} \Gamma_S \\ \Gamma_P \\ \Gamma_V \\ \Gamma_A \\ \Gamma_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{1} \\ \gamma_5 \\ \gamma_\mu \\ \gamma_\mu\gamma_5 \\ \sigma_{\mu\nu} \end{pmatrix}, \tag{3}$$

siendo $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$.

No obstante, a pesar de tener una teoría con una base completa de operadores, aún existían problemas sin resolver en las mediciones de las desintegraciones de algunas partículas. En concreto, se habían descubierto dos mesones cargados θ^+ y τ^+, cuyas desintegraciones se identificaron como $K_{\pi 2}$ y $K_{\pi 3}$, es decir, que el proceso de desintegración del primero era $\theta^+ \to \pi^+\pi^0$ y del segundo $\tau^+ \to \pi^+\pi\pi$. Lo que implica que θ y τ^- debían tener paridades opuestas, no obstante, la medición de sus masas y tiempos de vida indicaban a que ambos estados eran exactamente el mismo. La solución que propusieron Tsung-Dao Lee y Chen-Ning Yang fue que la paridad debía ser una cantidad que no se conserva en desintegraciones débiles, tanto de mesones como nucleares Lee and Yang (1956). Pocos meses después, esta conjetura fue verificada experimentalmente por Chien-Shiung Wu y su grupo en desintegraciones de Co^{60} Wu et al. (1957); así como en las desintegraciones $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ y $\mu^+ \to e^+ 2\nu$ por el grupo de Leon Lederman Garwin et al. (1957). De esta manera se establecía que ambos estados θ^+ y τ^+ corresponden al mismo estado que hoy conocemos como K^+.

Una consecuencia importante de la violación de la paridad fue la propuesta de la invarianza γ_5 o invarianza de quiralidad Salam (1957). El argumento propuesto es que si los neutrinos eran considerados no masivos, no podía existir un término en la densidad lagrangiana de campo libre que mezcle las quiralidades del campo de neutrinos (como sucede con los términos de masa en la QED); esto implica que dicha densidad lagrangiana debía necesariamente ser invariante bajo transformaciones $\nu \to -\gamma_5\nu$. La propuesta de Salam fue que los neutrinos debían permanecer sin masa aun después de sufrir interacciones, lo que implica que no sólo la teoría de campo libre debía respetar esta invarianza γ_5, sino que también los términos de interacción que involucran campos de neutrinos debían ser invariantes quirales para no generar un término de masa de los neutrinos después de interactuar con otros campos. ¿Cómo podía imponerse esta invarianza de quiralidad a las interacciones de los neutrinos? La respuesta residió en imponer que toda corriente débil

[1] En una desintegración beta, un núcleo atómico inestable con un número inicial de protones Z, transmuta en un elemento más ligero con un número de protones $Z+1$ emitiendo una partícula beta (electrón) y un antineutrino del electrón. Un ejemplo de esta desintegración es el proceso ${}^{14}_{6}C \to {}^{14}_{7}N + e^- + \bar{\nu}_e$.

de leptones debía necesariamente incluir un factor de violación de paridad. Así, la teoría de Gamow y Teller para interacciones débiles de corrientes leptónicas debía modificarse para incluir dicho factor

$$\mathcal{L}_{\text{Salam}} = g_i(\overline{\psi}_1\Gamma_i\psi_2)\left[\overline{\psi}_e\Gamma_i(1-\gamma_5)\psi_\nu\right]. \tag{4}$$

Nótese que tanto el término añadido (con γ_5) como el de la identidad deben tener el mismo acoplamiento g_i para que se respete la simetría γ_5. Más aún, debido a que $\frac{1}{2}(1-\gamma_5)$ es un operador de proyección de quiralidad izquierda de fermiones, el factor que multiplica al campo del neutrino dividido por dos es hermítico e idempotente. Esto y sus propiedades de anticonmutación con las matrices de Dirac determina la quiralidad del campo $\overline{\psi}_e$ dado que γ_5 anticonmuta con todas las matrices γ_μ. Es decir, la cualidad de idempotente significa que podemos cambiar dicho operador por su cuadrado, el cual podemos después de conmutar con Γ_i, aplicarlo a $\overline{\psi}_e$.

$$\begin{aligned}
\overline{\psi}_e\Gamma_i(1-\gamma_5)\psi_\nu &= \overline{\psi}_e\Gamma_i 2\left[\frac{1}{2}(1-\gamma_5)\right]^2\psi_\nu,\\
&= \overline{\psi}_e\frac{1}{2}(1\pm\gamma_5)\Gamma_i(1-\gamma_5)\psi_\nu,\\
&= \overline{\psi}_e\frac{1}{2}(1\pm\gamma_5)^\dagger\Gamma_i(1-\gamma_5)\psi_\nu,\\
&= \left[\frac{1}{2}(1\pm\gamma_5)^\dagger\gamma_0^\dagger\psi_e\right]^\dagger\Gamma_i(1-\gamma_5)\psi_\nu,\\
&= \left[\gamma_0\frac{1}{2}(1\mp\gamma_5)\psi_e\right]^\dagger\Gamma_i(1-\gamma_5)\psi_\nu,\\
&= \left[\gamma_0(\psi_e)_{L,R}\right]^\dagger\Gamma_i(1-\gamma_5)\psi_\nu = (\overline{\psi}_e)_{L,R}\Gamma_i(1-\gamma_5)\psi_\nu.
\end{aligned} \tag{5}$$

Así, si $i = V$ o $i = A$, la quiralidad del campo de electrones es la misma que la del campo de neutrinos. Si el operador es cualquiera de los demás, las quiralidades de ambos campos serán opuestas. Haciendo uso de esta información, se puede tomar el término de la lagrangiana de interacción responsable de la desintegración leptónica del muón [2] para separar dos posibles procesos diferentes [3]

$$\mathcal{L}_{e\mu} = g_i[\overline{\mu}(1-\gamma_5)\Gamma_i\nu][\overline{e}(1-\gamma_5)\Gamma_i\nu]. \tag{6}$$

Haciendo uso de las identidades de Fierz, es posible obtener un término de interacción tal que cuando las quiralidades de los campos de una misma corriente son iguales, se tendrá un proceso de emisión de dos neutrinos

$$\mathcal{L}_A = g_i(\overline{\mu}\Gamma_i e)\left[\overline{\nu}\Gamma_i(1-\gamma_5)\nu\right], \qquad i = V, A, \tag{7}$$

mientras que si las quiralidades son opuestas, el proceso será el de la emisión de un neutrino y un antineutrino,

$$\mathcal{L}_B = g_i(\overline{\mu}\Gamma_i e^*)\left[\nu^T\gamma_0\Gamma_i(1-\gamma_5)\nu\right], \qquad i = S, P, T. \tag{8}$$

Si se aplica de nuevo la invarianza γ_5 a la ecuación (7) es fácil ver que necesariamente $g_V = -g_A$, de igual forma, aplicándola a la ec. (8) se obtiene que $g_s = g_p$. No obstante, se pueden parametrizar ambos procesos usando los parámetros de Michel, en particular el parámetro ρ Michel (1950); Bouchiat and Michel (1957), ya que es posible diferenciar ambos procesos usando dicho parámetro. [4] La predicción hecha por Michel fue que $\rho_A = \frac{3}{4}$ y $\rho_B = 0$ para las teorías $\mathcal{L}_A$ y $\mathcal{L}_B$ respectivamente. Esta fue la primera predicción del valor correcto de ρ para la desintegración de muones, no obstante las constantes de acoplamiento para la teoría generalizada de Fermi eran desconocidos y se dudaba si todos los operadores realmente contribuían, ya que algunos experimentos daban resultados inconsistentes.

La solución a este problema vino de parte de Richard Feynman Feynman and Gell-Mann (1958), quien estaba en contra de tratar al espinor de cuatro componentes (de la QFT, o Teoría Cuántica de Campos por sus siglas en inglés) como un campo fundamental; debido a que los campos de espín cero son soluciones de la ecuación de Klein-Gordon *funciones de onda* con únicamente una componente, un campo con dos posibles estados de polarización, como lo es el de Dirac, debía describirse por un campo de dos componentes. Él mostró que en lugar del espinor que es solución a la ecuación de Dirac, $i\not{D} = (i\not{\partial} - \not{A})\psi = m\psi$, podía usarse otro tal que el primero podía escribirse en términos del segundo.

$$\psi = \frac{1}{m}(i\not{\partial} - \not{A} + m)\chi, \tag{9}$$

que es descrita por una ecuación de segundo orden tal como la ecuación de Klein-Gordon.

$$(i\not{D})^2\chi = \left[(iD)^2 - \frac{1}{2}\sigma^{\mu\nu}F_{\mu\nu}\right]\chi = m^2\chi. \tag{10}$$

No obstante, χ sigue siendo un campo espinorial de cuatro componentes, sin embargo, dado que el operador $(i\not{D})^2$ conmuta con γ_5, es posible separar al espinor χ en estados propios de dicho operador, $\gamma_5\chi_\pm = \pm\chi_\pm$, tal que

$$\chi_\mp = \frac{1}{2}(1\mp\gamma_5)\psi, \tag{11}$$

el cual ya es un espinor de únicamente dos componentes.

Feynman sostenía que eran estos espinores de dos componentes los que debían ser considerados como fundamentales, y por tanto, debían ser los que aparecieran en las corrientes de interacciones débiles. Así, al conectar con la invarianza γ_5, él postuló que todos los campos de fermiones en la teoría generalizada de Fermi debían escribirse con el operador de proyección izquierdo (χ_-). De tal manera que los operadores que cambian la quiralidad de los campos debían anularse, ya que de la ec. (5)

[2] En la época en que Salam publicó estos resultados la comunidad científica creía que sólo existía un único neutrino que se acoplaba en las interacciones débiles tanto al electrón como al muón, debido a que no había evidencia experimental que sugiriese la existencia de diferentes estados de sabor para los neutrinos.

[3] De aquí en adelante, los campos serán nombrados de acuerdo al campo que representan, por ejemplo $e := \psi_e$ y $\nu = \psi_\nu$.

[4] Los parámetros de Michel en desintegraciones a tr es cuerpos dan al energía y distribución angular $\frac{d^2\Gamma}{x^2dxd(\cos\theta)}$, donde $x = E/E_{max}$ es la energía normalizada de una partícula de estado final y θ es el ángulo entre las velocidades de dos partículas de estado final, que en el caso de la desintegración de un muón se pueden expresar como una función del ángulo entre la velocidad del leptón cargado y el espín del muón.

es fácil ver que para dichos operadores se tendrá, una vez considerando que todos los campos fermiónicos son izquierdos,

$$\overline{\psi_1}_L\frac{1}{2}(1-\gamma_5)\Gamma_i(1-\gamma_5)\psi_2 = \overline{\psi_1}\frac{1}{2}(1+\gamma_5)(1-\gamma_5)\Gamma_i\psi_{2L}. \quad (12)$$

Dado que $\gamma_5^2 = 1$, se sigue que las expresiones en la ecuación (12) deben ser cero. Por lo tanto, únicamente las interacciones $V - A$ son las que pueden aparecer en el caso de campos fundamentales. Es debido notar que también Goerge Sudarshan y Robert Marshak llegaron a tales conclusiones en un trabajo completamente independiente Sudarshan and Marshak (1958), mostrando que la interacción universal de Fermi junto con la invarianza γ_5 sólo podía lograrse por medio de corrientes $V - A$.

4. Teorías de norma débiles

Hasta este punto, la teoría de Fermi generalizada nos daba la manera en que los campos fundamentales interactúan de manera débil entre sí. Empero, existía un gran problema con dicha teoría y era que únicamente podía calcularse al orden principal en Teoría de Perturbaciones, ya que las contribuciones de siguiente orden presentaban divergencias. Esto llevó a intentar un acercamiento más fundamental que pudiese unir a las interacciones electromagnéticas con las débiles en una teoría más general. Esta idea tuvo sus orígenes en características comunes:

- Ambas fuerzas afectan de la misma manera tanto a hadrones como a leptones cargados.
- Ambas son interacciones vectoriales.
- Ambas poseen acoplamientos universales de manera individual.

Debido a que la universalidad y la cualidad vectorial son características de interacciones de norma, el compartir dichas características sugería que, al igual que las interacciones electromagnéticas, las interacciones débiles surgían de un principio de norma (gauge).

En un intento de dar una descripción más fundamental de las interacciones débiles, Julian Schwinger Schwinger (1957) sugirió que todos los grados de libertad internos se exhiben de manera dinámica por interacciones específicas, cada interacción con sus propias propiedades de simetría y que el efecto final de interacciones con sucesivamente menor simetría es el producir un espectro de partículas físicamente diferentes del estado inicialmente degenerado. Otro postulado era que únicamente debían considerarse grupos unitarios para simetrías internas, suponiendo una simetría $SO(6)$ para describir de forma simultánea las interacciones electromagnéticas, débiles y fuertes, tal que las interacciones electromagnéticas y débiles quedarán unificadas en un subgrupo $SO(3) \subset SO(6)$. El hecho de que el campo electromagnético debiese ser una realización de esta simetría, dado como un componente de un triplete de $SO(3)$ impulsó a Schwinger a afirmar que las otros dos componentes del triplete debían ser partículas vectoriales responsables de las interacciones débiles.

Este fue el primer paso hacia una teoría perturbativa consistente, sin embargo, existía un problema con el modelo de Schwinger y los demás modelos que intentaron unificar las interacciones electromagnéticas y las débiles como un subgrupo de $SU(2)$. Al describir el campo electromagnético como un componente de dicho triplete, se termina obteniendo un término de interacción con fermiones cargados que no conserva la paridad, y por tanto es incompatible con el electromagnetismo. Dicha corriente es

$$j^3_\mu = \overline{\psi}\gamma_\mu O_3\psi = \overline{\psi}\gamma_\mu\frac{1}{4}[t_3 - \gamma_5(t_3^2 - 2)]\psi, \quad (13)$$

siendo t_i los generadores del grupo $SO(3)$ electrodébil.

El primero en notar esto fue Sheldon Glashow Glashow (1961), quien introdujo el concepto de simetría parcial, el cual manifiesta que puede existir una parte de la densidad lagrangiana que manifiesta dicha simetría. De forma más precisa, son los términos de masa de la densidad lagrangiana los que rompen dicha simetría. Después, al mostrar que el subgrupo $SO(3)$ daba el resultado inconsistente de la ecuación (13), concluyó que la única manera de dar una descripción de una interacción electrodébil unificada era agregando campos vectoriales adicionales. Dado que uno es la cantidad minimal, desarrolló un modelo de unificación con cuatro campos vectoriales. Este campo adicional debe ser un singlete bajo $SO(3)$, es decir, no interactúa con ninguno de los campos del triplete de $SO(3)$ (ni los cargados, ni el neutro). Después introdujo la corriente leptónica asociada con este bosón

$$j^B_\mu = \overline{\psi}\gamma_\mu S\psi = \overline{\psi}\gamma_\mu\frac{3}{4}\left[t_3 + \gamma_5\left(t_3^2 - \frac{2}{3}\right)\right]. \quad (14)$$

Así, el operador S debe satisfacer las siguientes relaciones

$$[\vec{O}, S] = 0, \quad (15a)$$

$$O_1^2 + O_2^2 + O_3^2 + S^2 = \mathbf{1}, \quad (15b)$$

$$Q := t_3 = O_3 + S. \quad (15c)$$

La ecuación (15a) significa que el campo B asociado al operador S, es un escalar bajo $SO(3)$, de forma que j^B_μ debe permanecer invariante bajo las transformaciones, como se esperaba. Sin embargo, la ecuación (15b) muestra que S no es independiente de todos los demás operadores. De esta manera, se encuentra una simetría $SO(2)$ en el espacio formado por el campo neutro B asociado con el operador S y el campo W_3 asociado con el operador O_3 en su propio subespacio de bosones neutros.

$$\begin{pmatrix} A \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix}\begin{pmatrix} W_3 \\ B \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Finalmente, la ecuación (15c) da una relación semejante a la de Nakano–Nishijima–Gell-Mann (NNG) Nakano and Nishijima (1953); Nishijima (1955); Gell-Mann (1956).

Después de esta rotación se obtiene un campo que está asociado a una corriente que conserva la paridad y que, por tanto, se identifica como el campo electromagnético. La mezcla entre estos campos se hizo primero para permitir una elección arbitraria de las fuerzas de interacción de triplete y singlete, lo que explicaría la diferencia entre las fuerzas de acoplamiento débil y electromagnética.

De esta mamera, Glashow había unificado de forma exitosa las interacciones electromagnéticas y débiles usando una densidad lagrangiana dependiente de simetría $SO(3) \otimes U(1)$ y la densidad lagrangiana cinética de la teoría libre, empero, en las mismas palabras de Glashow, el término de masa no preserva ninguna simetría de las interacciones débiles. El problema que representaba el término de masa en la densidad lagrangiana es que el propagador de los bosones de norma se cambia por

$$D_W^{\mu\nu}(k) = -\frac{\eta^{\mu\nu}}{k^2 - m_W^2} \to -\frac{\eta^{\mu\nu} + \frac{k^\mu k^\nu}{m_W^2}}{k^2 - m_W^2}, \tag{17}$$

el cual produce divergencias que no son renormalizables al calcular las correcciones a uno o más lazos. [5] Así que el problema de tener una teoría perturbativa consistente seguía siendo persistente.

La solución propuesta fue que las masas se generaran de manera dinámica. John Clive Ward y Abdus Salam provaron que un campo escalar con un valor de expectación del vacío no nulo, puede, a partir de una densidad lagrangiana de interacción que conserva alguna simetría, generar términos de interacción que rompan dicha simetría Salam and Ward (1960); a lo cual se le denomina rompimiento espontáneo de la simetría. Esto podía utilizarse para generar términos de masa que rompieran la simetría de las interacciones débiles. Sin embargo, Jeffrey Goldstone encontró que el rompimiento de una simetría global para ciertos modelos implicaba la generación de partículas sin masa ni espín llamados bosones de Goldstone, lo cual lo llevó a conjeturar que debía cumplirse para cualquier simetría global Goldstone (1961). Posteriormente, Goldstone junto con Salam y Steven Weinberg, usando la representación espectral de Källen-Lehmann, provaron que, en efecto, para cualquier simetría global rota, debían generarse bosones de Goldstone Goldstone et al. (1962). Esto aterraba a los físicos de la época ya que en el proceso de generar términos de masa para los bosones de norma débiles por medio de un campo escalar con valor de expectación en el vacío no nulo, se obtenía como consecuencia un bosón de Goldstone *como una serpiente en el césped lista para atacar* Salam (1968) al romper una simetría. No obstante, François Englert y Robert H. Brout Englert and Brout (1964) y Peter Higgs Higgs (1964, 1966) demostraron que si se acopla este campo escalar con bosones de norma, los bosones de Goldstone podían *exorcisarse* al escoger una norma específica donde estos se convirtiesen en los modos de propagación longitudinal de los bosones de norma.

Haciendo uso de todos estos elementos, Steven Weinberg dio la primera descripción completa de la unificación [6] de las interacciones electromagnéticas y débiles con el mecanismo correcto para la generación de masa de fermiones (excepto neutrinos) y de los bosones de norma débiles Weinberg (1967). El grupo de simetría interna propuesto fue $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ con un rompimiento espontáneo de simetría a $U(1)_{EM}$ por la inserción de un doblete de campos escalares $\phi = \begin{pmatrix} \phi^- \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ que interactúan con los bosones de norma de $SU(2)_L$. La densidad lagrangiana de Weinberg está dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EW} = \quad & -\frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \overline{R} \not{D}_R R - \overline{L} \not{D}_L L \phi \\ & -\mu^2 \phi^\dagger - \frac{1}{2} |(\partial - D_L)\phi|^2 + \frac{\lambda}{24} |\phi^\dagger \phi|^2 \\ & -Y(\overline{L}\phi R + \overline{R}\phi^\dagger L), \end{aligned} \tag{18}$$

donde se definen los tensores

$$W^{\mu\nu} = \partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu + g\varepsilon_{abc} W_a^\mu W_b^\nu, \tag{19}$$

$$B^{\mu\nu} = \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu, \tag{20}$$

mientras que las componentes izquierdas (derechas) de los campos leptónicos son acomodados en dobletes (singletes) del grupo $SU(2)_L$

$$L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \tag{21}$$

$$R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) e. \tag{22}$$

De esta forma, las derivadas covariantes en la Eq. (18) quedan definidas por $D_R = \partial - igB$, $D_L = \partial + ig'\vec{t} \cdot \vec{W} - i\frac{1}{2} g' B$, siendo $\vec{t}$ los generadores del álgebra del grupo de simetría correspondiente a los campos W. Similar al caso del doblete de isoespín de mesones K, ambos escalares forman un doblete de carga, por lo que debe distinguirse del estado $(\phi^0)^\dagger$ del ϕ^0.

Existen términos análogos a aquellos que involucran los campos del electrón y el neutrino del electrón con la misma carga leptónica, pero para el muón y el neutrino del muón. Leon Lederman, Melvin Schwartz y Jack Steinberger encontraron que este neutrino es diferente al producido en desintegraciones beta en los laboratorios de Brookhaven Danby et al. (1962), lo cual fue usado por Weinberg para construir un doblete (ν_μ, μ) análogo al del electrón.
de un campo escalar autointeractuante, el rompimiento de la simetría podría absorber tres de los campos escalares en los capos de norma de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ para darles masa. Con esto quedaba un campo escalar físico al que se le llamó campo de Brout-Englert-Higgs (BEH). El papel que jugaba ahora el ángulo de Glashow era el de escoger la fuerza de interacción tal que se pudiese encontrar un bosón vectorial sin masa para identificarlo como el campo electromagnético. Además, notó que dado que la teoría antes del rompimiento espontáneo es renormalizable, debía mantenerse de esta manera después de dicho rompimiento, resolviendo así el problema de encontrar una descripción perturbativa de una teoría unificada de las interacciones electromagéticas y débiles, conocida después como el Modelo Estándar de interacciones Electrodébiles. Sin embargo, aún existía el problema de los campos sometidos a interacciones fuertes, lo que llevó a Glashow a la conclusión de ser un simple ejercicio académico de no ser un modelo lo suficientemente general como para aplicar a campos que experimentan interacciones fuertes.

[5] Para este momento, era bien sabido cómo debían considerarse las correcciones de órdenes más altos en Teoría de Perturbaciones gracias a los trabajos de Schwinger, Tomonaga y Feynman Schwinger (1948a,b, 1949); Tomonaga (1946); Feynman (1948b,a,c).

[6] Es argumentable el uso del término 'unificación' debido a que los bosones de norma de esta teoría no vienen del mismo grupo

5. Interacciones fuertes y Cromodinámica Cuántica

La carga eta (η), que ahora conocemos como extrañeza, fue conjeturada por Toshiyuki Nakano, Kazuhiko Nishijima Nakano and Nishijima (1953); Nishijima (1955) y Murray Gell-Mann Gell-Mann (1956), quienes propusieron la relación llamada Nakano–Nishijima–Gell-Mann (NNG)

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + S), \tag{23}$$

donde Q es la carga eléctrica de la partícula, I_3 es la tercera componente del isoespín, B es el número bariónico y S es la extrañeza (o carga η) de la partícula.

La relación NNG se utilizó para identificar nuevos bariones con mucho éxito, lo que daba un indicio de que debía existir un principio más fundamental tras dicha relación. Siguiendo este pensamiento, Soichi Sakata Sakata (1956) hizo una analogía con la coincidencia entre la masa atómica y el espín de un núcleo atómico: cuando el espín es entero, la masa atómica es par, mientras que si el espín es fraccionario, su masa atómica es impar. Después del descubrimiento del neutrón realizado por Chadwick, se resolvió este acertijo al desarrollarse el modelo de isoespín. Por lo tanto, esta regla de par-impar para el núcleo atómico se explicó por medio de partículas subatómicas. Así, Sakata mostraba que en analogía con esta regla par-impar, la relación NNG podía explicarse si uno supone la existencia de otra partícula, a partir de la cual se conformaban todos los hadrones que se iban encontrando. Asimismo, enfatizaba la falta de descripción de las leyes de interacción entre dichas partículas fundamentales.

Posteriormente, Yuval Ne'eman Ne'eman (1961) y Murray Gell-Mann Gell-Mann (1961) propusieron ambos en 1961 una simetría $SU(3)$ entre los campos fundamentales propuestos por Sakata (también llamados sakatones) llamado Modelo Simétrico de Sakata o camino óctuple. La intención es hacer una extensión al modelo $SU(2)$ de isoespín para incluir la extrañeza. Estos sakatones eran p, n y Λ, con los mismos números cuánticos que el protón, el neutrón y el barión Λ respectivamente. El argumento era que los sakatones debían interactuar a través de bosones vectoriales masivos y que dichos bosones debían ser invariantes bajo la simetría de $SU(3)$. Para interacciones débiles, debía encontrarse que las corrientes de estas partículas son

$$J_\mu = i\overline{p}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)n + i\overline{p}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\Lambda, \tag{24}$$

las cuales se pueden obtener tomando la combinación de corrientes

$$J_\mu = i\overline{b}\gamma_\mu \frac{1}{2}(\lambda_1 + i\lambda_2 + \lambda_4 + i\lambda_5)b, \tag{25}$$

donde $b = \begin{pmatrix} p \\ n \\ \Lambda \end{pmatrix}$ es el triplete bariónico y λ_i es la i-ésima matriz de Gell-Mann. Nótese la carencia de un término con corriente $(\lambda_6 \pm i\lambda_7)$: estas corrientes se omitieron debido a que habría una corriente acoplando el campo n al Λ, lo que implicaría una Corriente Neutra con Cambio de Sabor [7], las cuales no se habían visto al tiempo que la teoría fue postulada. (Combinaciones de λ_3 con λ_8 darían una corriente cargada diagonal.)

Haciendo uso de este modelo y del modelo $V - A$ de interacciones débiles Feynman and Gell-Mann (1958); Sudarshan and Marshak (1958), Nicola Cabbibo encontró en 1963 que las corrientes débiles de campos con interacciones fuertes debían tener una simetría adicional: Aquellos pertenecientes a una representación de $SU(3)$ del modelo simétrico de Sakata con $\Delta S = 0$ y $\Delta Q = 1$, $j_\mu^{(0)}$, debían estar relacionadas con las corrientes $j_\mu^{(1)}$ con $\Delta S = \Delta Q = 1$, el primero con regla de selección $\Delta I = 1$ y el segundo con $\Delta I = \frac{1}{2}$. En este modelo debían mezclarse las corrientes con cambio de extrañeza con aquellas con $\Delta S = 0$, debido a que una transformación de $SU(3)$ mezclaría necesariamente a los campos n y Λ para la corriente general de sakatones de la ecuación (25). Así, la corriente total para campos con interacciones fuertes es

$$J_\mu = a j_\mu^{(0)} + b j_\mu^{(1)}, \tag{26}$$

donde a y b son constantes de universalidad que surgen de la mezcla entre corrientes con conservación y con cambio de extrañeza. Una relación de universalidad simple como $a = b = 1$ no asegura dicha mezcla, por lo tanto, Cabibbo recurre a una forma más débil de universalidad donde J_μ *tenga longitud unitaria*, es decir, $a^2 + b^2 = 1$. Por lo que J_μ puede escribirse como [8]

$$J_\mu = \cos\theta j_\mu^{(0)} + \sin\theta j_\mu^{(1)}. \tag{27}$$

Gracias a esta forma más debil de universalidad se resolvieron muchas discrepancias entre diferentes procesos que implicaban el uso de corrientes débiles de partículas fuertemente interactuantes.

A pesar de su gran éxito explicando a los mesones pseudoescalares como representaciones de octete, fallaba en la construcción de nucleones a partir de sakatones como representaciones de $SU(3)$. Es por esto que en 1964, George Zweig propuso otro tipo de campos fundamentales llamados *aces* en lugar de los sakatones Zweig (1964b,a). (Gell-Mann hizo la misma propuesta, también en 1964, llamando a estos campos fundamentales *quarks* Gell-Mann (1964).) Estos campos debían tener carga eléctrica fraccionaria con espín $1/2$ y debían formar un triplete

[7] El sabor está definido a partir de la masa que caracteriza a las partículas de un campo. Así, las corrientes neutras con cambio de sabor serían aquellas que acoplan campos con la misma carga eléctrica pero con diferente masa.

[8] Una expresión similar fue encontrada siguiendo este argumento de universalidad por Gell-Mann y Lèvy Gell-Mann and Levy (1960) usando la relación

$$\overline{p}\gamma_\mu(n + \epsilon\Lambda)(1 + \epsilon^2)^{-\frac{1}{2}},$$

la cual es una muy buena aproximación a la expresión dada por Cabibbo cuando se expande al rededor de $\theta \approx 0$. Gell-Mann y Lèvy dan un valor de $\epsilon \sim 0{,}06$, lo que da $\sin\theta \approx 0{,}26$, que es una muy buena aproximación al valor encontrado por Cabibbo.

de la misma simetría $SU(3)$

$$q = \begin{pmatrix} u^{\frac{2}{3}} \\ d^{-\frac{1}{3}} \\ s^{-\frac{1}{3}} \end{pmatrix}, \tag{28}$$

donde el superíndice denota la carga eléctrica de cada as o quark en unidades de la carga del protón, e. Dado que los quarks tienen espín $1/2$, los bariones deben estar compuestos por un número impar de quarks y los mesones por un número par de ellos. Así, al tomar productos de quarks y anti-quarks, los bariones deben estar representados como el producto de tres campos de quarks, dado que $(qqq) = \mathbf{3}\otimes\mathbf{3}\otimes\mathbf{3} = \mathbf{1}\oplus\mathbf{8}\oplus\mathbf{8}\oplus\mathbf{10}$, y los mesones como el producto de un quark y un antiquark $(q\overline{q}) = \mathbf{1}\oplus\mathbf{8}$, donde $\mathbf{1}$, $\mathbf{8}$ y $\mathbf{10}$, son representaciones de $SU(3)$ de una, ocho y diez dimensiones respectivamente. Por ejemplo, el octete de mesones estaría compuesto por los mesones π, K y η. Más aún, en el modelo de quarks está ausente una representación de 27 dimensiones que sí se encuentra en el Modelo Simétrico de Sakata y que no fue encontrado de forma experimental.

Insatisfecho con las cargas eléctricas fraccionarias, Moo-Young Han y Yoichiro Nambu postularon que los campos fundamentales debían ser cada uno un triplete de una simetría de $SU(3)$ Han and Nambu (1965), que no era la propuesta por Ne'eman. Estos debían ser (como Schwinger había propuesto Schwinger (1957)) un grupo de norma local, llevando a ocho bosones de norma eléctricamente neutros llamados *gluones*, que mediaran las interacciones fuertes y que no mezclasen los tripletes.

Ya que este fue derivado como un subgrupo embebido en una simetría $SU(6)$, los tripletes fundamentales tendrán una interacción a través de otra simetría de $SU(3)$ (como sucede con las interacciones débiles), que mezclará los tres tripletes interactuantes. En este caso, similar al modelo con simetría $SU(6)$ de Salam donde la simetría correcta era el subgrupo $SU(2)\otimes U(1)$, el grupo de simetría correcto parecía ser aquel que no mezcla los tripletes. Esto necesariamente implica una nueva carga para estos campos. Esta carga nueva explicaría la existencia de las partículas encontradas por esas fechas Ω^- con $S = -3$ y $J = \frac{3}{2}$ Barnes et al. (1964), así como Δ^{++} con mismo espín, pero con isoespín $I = \frac{3}{2}$ encontrado en 1951 Brueckner (1952), ya que sin esta carga nueva, el principio de exclusión de Pauli prohibiría la existencia de dichos bariones. El hecho de que los bariones estuviesen hechos de tres partículas idénticas hizo del modelo de cargas fraccionarias el más viable, desechando así el modelo de cargas enteras, ya que en el modelo de Han-Nambu no es posible reproducir la Ω^-.

Sin embargo, los quarks eran campos fundamentales entendidos principalmente como objetos matemáticos sin evidencia empírica de su existencia. Fue así como en 1968, James D. Bjorken, al estudiar la dispersión leptón-protón inelástica, demostró que en el límite de energía de transferencia infinita, las funciones de estructura de las que depende la sección eficaz permanecen finitas Bjorken (1969). Él mostró que estas funciones de estructura se pueden expresar con una dependencia en la razón entre el momento cuadrado del fotón, q^2, y la energía inicial del protón P_0, la cual es constante conforme uno toma el límite $q_0, P_0 \to \infty$. De forma que las funciones de estructura no tienen dependencia alguna en la escala de energía del proceso, lo que significa que no se puede discernir ninguna estructura conforme se aumenta la energía del proceso. Ya que conforme se desminuye la longitud de onda de De Broglie se tienen estados cada vez más energéticos, al aumentar la energía de centro de masa se tendrá una mayor resolución, pudiendo así explorar regiones más pequeñas. Por lo tanto, los electrones dispersados debían interactuar con partículas puntuales libres dentro del protón, demostrando así la existencia de dichos quarks.

Por otro lado, la existencia de únicamente tres tipos de quarks, la teoría de interacciones débiles parecía tener problemas con las reglas de selección de procesos para interacciones electrodébiles: Haciendo uso de la técnica de regularización de Pauli-Villars, se encontraba que era necesario hacer un corte de energía notablemente pequeño de $\Lambda \sim 3$ GeV Glashow et al. (1970). Más aún, debían existir amplitudes con cambio de extrañeza $\Delta S = 2$ que contribuyeran a las desintegraciones de los mesones K, que no fueron observadas, ya que en el modelo electrodébil con tres quarks no estaba prohibida una corriente hadrónica del tipo $\overline{s}\gamma^\mu d$. De esta forma, en 1970 Sheldon Glashow, Jean ($I\omega\acute{\alpha}\nu\nu\eta\varsigma$) Iliopoulos and Luciano Maiani propusieron la existencia de un nuevo quark en analogía con el modelo electrodébil de cuatro leptones (e, ν_e, μ, ν_μ) Glashow et al. (1970). Esto lleva a la corriente hadrónica

$$J^H_\mu = \overline{q}C_H\gamma_\mu(1-\gamma_5)q, \tag{29}$$

donde $q = (c, u, d, s)$, y para que esta fuera una corriente con carga eléctria unitaria (en unidades de la carga del electrón), C_H debe tener la siguiente forma,

$$C_H = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & U \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} \end{pmatrix}, \tag{30}$$

donde $\mathbf{0}$ es una matriz de ceros de 2x2 y U es una matriz que debe ser unitaria en analogía con la corriente leptónica débil. Al cambiar la fase de los campos de quarks uno obtiene la forma más general

$$U = \begin{pmatrix} -\sin\theta & \cos\theta \\ \cos\theta & \sin\theta \end{pmatrix}. \tag{31}$$

Este nuevo quark propuesto debía tener carga $Q = \frac{2}{3}$ e hipercarga $Y = -\frac{2}{3}$, y dado que debía ser un singlete de isoespín, debía tener un nuevo número cuántico al que llamaron *charm*. En este modelo, la simetría electrodébil $SU(2)_L\otimes U(1)_Y$, es una simetría parcial (en el sentido de Glashow Glashow (1961)) de la simetría gluónica $SU(3)_C$ de interacciones fuertes. Así, Glashow, Iliopoulos y Maiani complementaban con este término la teoría Glashow-Salam-Weinberg de interacciones electrodébiles leptónica. Por otro lado, el corte de 3 GeV que se necesitaba sin incluir el quark charm se podía explicar de manera cualitativa con el modelo que incluye a este ya que $\Lambda \sim m_c$, donde m_c es la masa del quark charm, es decir, se vuelve un grado de libertad activo a estas energías.

Siguiendo un poco la idea de Han y Nabmu Han and Nambu (1965), en 1972 William Bardeen, Harald Fritzsch y Murray Gell-Mann propusieron que los quarks debían tener una carga extra (mencionada arriba) y acuñaron el término *color* para este nuevo número cuántico. Cada quark podía existir con uno de estos tres colores, *'digamos rojo, blanco y azul'* Bardeen et al. (1972). De igual forma, todas las cantidades observables y estados físicos debían ser singletes de la simetría $SU(3)$ de color. Esta teoría liberó inmediatamente la tensión existente entre la predicción del modelo de quarks para el proceso $\mathfrak{B}(\pi^0 \to \gamma\gamma)$ y el resultado experimental que daba un factor 9 más grande. Eventualmente, esta se convirtió en la teoría estándar de interacciones fuertes que ha sido utilizada desde entonces para describir todas las interacciones fuertes que pueden calcularse de manera perturbativa.

6. El Modelo Estándar de partículas elementales

A pesar de tener un Lagrangiano renormalizable de partículas elementales, Nakano y Nishihima mostraron que las partículas K^0 y $\overline{K^0}$ (el conjugado de carga y paridad del mesón K^0) debían ser diferentes Nakano and Nishijima (1953), por lo tanto, debían pertenecer a diferentes multipletes de isoespín y tener diferente extrañeza. Estos estados pueden expresarse como combinaciones lineales de estados propios de CP, K_1 y K_2, que los hace identificables por sus desintegraciones en piones. Debido a que los piones tienen una paridad intrínseca $P = -1$ y una conjugación de carga $C = 1$, el estado K_1 debía desintegrarse en un número par de piones ya que este tiene simetría par bajo CP, y K_2 debía desintegrarse en un número impar por tener valor propio de CP -1. Así cada estado debía tener una masa y tiempo de vida bien definidos. Como alguno debe tenr un tiempo de vida mayor, se les llamó *K short* ($K_S = K_1$) y *K long* ($K_L = K_2$). Más aún, James Christenson, James Cronin, Val Logsdon Fitch y René Turlay [9] encontraron en el Sincrotrón de Gradiente Alternante de Brookhaven, que existía una pequeña probabilidad de que K_L se desintegrara en los canales en que K_S lo hacía Christenson et al. (1964), dando pie a una clara indicación de que existía una violación de la simetría de CP.

Dentro de los modelos de interacciones electrodébiles y fuertes, no existía ninguna violación de CP, lo que significaba que existía algún elemento faltante [10]. En 1972, Makoto Kobayashi y Toshihide Maskawa sugirieron cuatro posibles escenarios dentro del modelo electrodébil para incluir los efectos de la violación de la simetría de CP Kobayashi and Maskawa (1973). Entre ellos, se encontraba uno en que debían incluirse un par adicional de quarks en un doblete izquierdo de $SU(2)_L$, junto con sus correspondientes singletes derechos, de manera que al incluir estos quarks en la matriz de la eq. (30), aparece una fase no factorizable responbsable por dicha violación de CP.

Posteriormente, en 1977, el equipo experimental E288 en Fermilab, liderado por Leon Lederman, descubrió una resonancia correspondiente a un mesón que debía tener un contenido diferente de quarks Herb et al. (1977). A este nuevo quark se le llamó *bottom* y debía ser parte de un nuevo doblete de $SU(2)_L$ para concordar con el modelo de Kobayashi y Maskawa.

Casi dos décadas después se descubrió el compañero del doblete del quark *bottom*. El quark *top* se descubrió en 1995 en los experimentos CDF Abe et al. (1995) y D∅ Abachi et al. (1995). Para acompletar el esquema de tres familias, debía existir adicionalmente un leptón cargado más pesado que el μ, que se descubrió dos años antes que el quark bottom por Martin Lewis Perl con el grupo experimental del Centro del Acelerador Lineal de Stanford SLAC-LBL, y al que se le llamó τ Perl et al. (1975). Asimismo, este debía tener un neutrino del mismo sabor, el cual se descubrió en el año 2000 por la colaboración DONUT Kodama et al. (2001).

Así, el Modelo Estándar de partículas elementales quedaba conformado como la teoría que describe las interacciones entre leptones cargados, neutrinos, quarks y bosones de norma, que son los mediadores de las interacciones electromagnéticas, débiles y fuertes. La simetría interna de dicho Modelo es $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, que al promoverla a una simetría local genera los bosones de norma que median dichas interacciones, junto con un rompimiento de la simetría débil $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \to U(1)_{EM}$ mediado por un campo de Higgs-Englert-Brout (BEH). La partícula de dicho campo fue descubierta en el Gran Colisionador de Hadrones, en los experimentos ATLAS Aad et al. (2012) y CMS Chatrchyan et al. (2012) en el año 2012.

En su forma moderna, se puede expresar como una parte que involucra interacciones fuertes y otra que involucra las electrodébiles. La parte de interacciones fuertes está descrita por una densidad lagrangiana con simetría interna $SU(3)_C$ de color

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{quark} + \mathcal{L}_{gluon}, \tag{32}$$

donde $\mathcal{L}_{gluon}$ es análogo a $\mathcal{L}_{gauge}$ (ver más abajo) que incluye únicamente campos de norma de color, es decir, términos cinéticos y de auto-interacción. Este se obtiene promoviendo la simetría del término cinético de los fermiones a una local. Así lo que se obtiene es

$$\mathcal{L}_{quark} = \sum_r \bar{q}_{r\alpha} i \not{D}^\alpha_\beta q^\beta_r, \tag{33}$$

donde r corre sobre todos los sabores [11] de quarks y α y β son índices de color. La derivada covariante viene dada por

$$D^\mu_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta}\partial^\mu + i\frac{g_s}{2} G^\mu_i \lambda^i_{\alpha\beta}, \tag{34}$$

donde g_s es el acoplamiento de las interacciones fuertes, δ es una de Kronecker y λ son los generadores del álgebra $su(3)$.

La parte electrodébil del Modelo Estándar se expresa de forma lagrangiana como la suma de cuatro términos:

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{fermion} + \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_{Yukawa}. \tag{35}$$

[9] Cronin y Fitch recibieron el premio Nobel de Física por su descubrimiento.

[10] Existen posibles términos de violación de CP en Cromodinámica Cuántica, sin embargo estos darían paso a un momento dipolar eléctrico del neutrón que está fuertemente suprimido de forma experimental.

[11] El sabor se identifica como el atributo que distingue a todos los quarks y leptones, es decir, u, d, s, c, b, t para quarks y e, μ, τ para leptones cargados.

Los términos cinéticos de los fermiones y su interacción con los bosones de norma vienen del primer término ($\mathcal{L}_{fermion}$), Las interacciones puramente provenientes de bosones de norma del segundo ($\mathcal{L}_{gauge}$), el campo BEH y sus interacciones con los campos de norma provienen del tercer término ($\mathcal{L}_\phi$) y del último proviene la interacción de este con los fermiones ($\mathcal{L}_{Yukawa}$). Cada término es invariante bajo el grupo de simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Dado que la simetría electrodébil no es abeliana, habrá un término de interacción entre los bosones de norma incluido en

$$\mathcal{L}_{gauge} = W^a_{\mu\nu} W^{\mu\nu}_a + B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \tag{36}$$

donde $W^{\mu\nu}_a = \partial^\mu W^\nu_a - \partial^\nu W^\mu_a - g f_{abc} W^\mu_b W^\nu_c$, f es la constante de estructura del grupo y $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$. La forma de obtener el término correcto de interacción entre los bosones de norma y los fermiones se logra promoviendo la simetría de global a local, con lo que se obtiene

$$\mathcal{L}_{fermion} = \sum_i \overline{\chi}^i_L (i\partial\!\!\!/ - g\tau_a W\!\!\!\!/_a - g' B\!\!\!/) \chi^i_L, \tag{37}$$

siendo que i corre en los sabores de todos los leptones l y quarks q, τ_a son matrices de Pauli de 2×2 y g y g' son las constantes de acoplamiento de $SU(2)_L$ y $SU(1)_Y$ respectivamente. Como mostraba Weinberg en su artículo Weinberg (1967), las representaciones correctas de los fermiones del Modelo Estándar es a través de dobletes definidos como

$$\chi^l_L = \begin{pmatrix} \psi_\ell \\ \nu_\ell \end{pmatrix}_L \quad \text{y} \quad \chi^q_L = \begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \end{pmatrix}_L, \tag{38}$$

aquí ψ_u es un quark tipo *up* y ψ_d es su correspondiente quark tipo *down* ($u \leftrightarrow d, c \leftrightarrow s, t \leftrightarrow b$). El subíndice L indica la proyección izquierda del campo fermiónico, esto es, $\psi_L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\psi$.

El campo escalar se obtiene de forma similar al de los fermiones, este es

$$\mathcal{L}_\phi = (D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi - V(\phi). \tag{39}$$

El campo ϕ tiene una representación de doblete bajo $SU(2)_L$,

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 - i\phi_2 \\ \phi_3 - i\phi_4 \end{pmatrix}, \tag{40}$$

donde ϕ_i son todos campos reales; la derivada covariante es

$$D^\mu = \partial^\mu + ig\frac{\tau_a}{2} W^\mu_a - i\frac{g'}{2} B^\mu. \tag{41}$$

$V(\phi)$ es el término de auto-interacción entre los campos escalares.

$$V(\phi) = \mu^2 |\phi|^2 + \frac{\lambda}{4!} |\phi|^4, \tag{42}$$

en el que, tomando $\mu^2 < 0$, se obtiene un valor de expectación en el vacío (*vev*) no nulo, que nos da el rompimiento espntáneo de la simetría electrodébil a la electromagnética $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \to U(1)_{EM}$. Como se mencionó anteriormente, tres de los campos escalares se absorben por los bosones débiles como las componentes longitudinales (modos longitudinales de propagación) de estos campos dejando únicamente un campo escalar físico, el campo BEH. Dado que el campo escalar remanente tiene un *vev* diferente de cero, podemos ver cómo actúa el término de la derivada covariante sustituyendo el *vev*, obteniendo

$$\begin{aligned} \left| \left(ig\frac{\tau_a}{2} W^\mu_a + i\frac{g}{2} B^\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 &= \frac{1}{8} v^2 g^2 \left(W^\mu_1 W_{1\mu} + W^\mu_2 W_{2\mu} \right) \\ &+ \frac{1}{8} v^2 (g' B_\mu - g W_{3\mu})(g' B^\mu - g W_3{}^\mu) \\ = \left(\frac{1}{2} v g \right)^2 W^+{}_\mu W^{-\mu} + \frac{1}{8} v^2 \left(W^3_\mu, B_\mu \right) & \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}, \end{aligned} \tag{43}$$

con $W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(W^1 \mp iW^2 \right)$. Todos los términos en la expresión anterior son de masa debido a que son formas cuadráticas de los campos, para ver esto es necesario expresar los campos W^3 y B en la base en que no existen términos de mezcla entre dichos campos. Es necesario hacer una rotación de dichos bosones para obtener los estados propios de masa, del tipo

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W^3_\mu \end{pmatrix}. \tag{44}$$

Para obtener dichos estados, se encuentra que debe cumplirse la relación $\tan\theta_W = g'/g$, de modo que uno de los estados permanezca sin masa. Este campo se identifica con el campo de Maxwell (campo electromagnético), como lo hicieron Glashow, Weinberg y Salam. De esta manera, las masas de los otros campos son $m_W = vg/2$ y $m_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}$. Con esto la interacción de los fermiones con el campo débil cargado es

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{gW^-}{2\sqrt{2}}_\mu \left\{ \sum_\ell \bar{\psi}_\ell \gamma^\mu (1-\gamma_5) \psi_{\nu_\ell} + \sum_i \bar{\psi}_{di} \gamma^\mu (1-\gamma_5) \psi_{ui} \right\} + \text{h.c.}, \tag{45}$$

donde ℓ corre en el sabor leptónico, i corre en la familia de quarks [12] y *h.c.* denota el conjugado hermítico. Para las corrientes neutras se tiene

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{NC} = \frac{g}{2\cos\theta_W} Z_\mu \sum_{i,\ell} \Big[& \overline{\psi}_{u_i L} \gamma^\mu \psi_{u_i L} - \overline{\psi}_{d_i L} \gamma^\mu \psi_{d_i L} + \overline{\psi}_{\nu_\ell L} \gamma^\mu \psi_{\nu_\ell L} \\ & - \overline{\psi}_{\ell L} \gamma^\mu \psi_{\ell L} - 2\sin^2\theta_W \left(\frac{2}{3} \overline{\psi}_{u_i} \gamma^\mu \psi_{u_i} - \frac{1}{3} \overline{\psi}_{d_i} \gamma^\mu \psi_{d_i} - \overline{\psi}_\ell \gamma^\mu \psi_\ell \right) \Big]. \end{aligned} \tag{46}$$

La parte remanente del lagrangiano es la interacción entre fermiones con el doblete escalar, responsable del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil. Este está dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} &= -\sum_{j,k} \Big[\Gamma^u_{jk} \overline{\chi}^{q_j}_L \tilde{\phi} (\psi_{u_k})_R + \Gamma^d_{jk} \overline{\chi}^{q_j}_L \phi (\psi_{d_k})_R \\ &\quad + \Gamma^l_{jk} \overline{\chi}^{l_j}_L \phi (\psi_{l_k})_R + \text{ h.c.} \Big], \end{aligned} \tag{47}$$

donde $\tilde{\phi} = i\tau_2 \phi^\dagger$ y hemos tomado una convención diferente a la de Weinberg para los términos con los quarks tipo up derechos.

[12] Dado que los términos de interacción son iguales entre quarks tipo up y sus correspondientes tipo down y para leptones cargados y sus correspondientes neutrinos, las partículas fundamentales se clasifican en familias por su peso, la familia uno contiene (u, d, e, ν_e), la segunda (c, s, μ, ν_μ), y la tercera (t, b, τ, ν_τ).

Dado que en la norma del rompimiento de la simetría electrodébil el doblete escalar es $\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}$, se encuentra que para los quarks tipo up (y en general para los tipo down y leptones cargados también)

$$\mathcal{L}_{Y^u} = \sum_{jk} \left(\bar{\psi}_{u_j}\right)_L Y^u_{jk} \left(\psi_{u_k}\right)_R + \text{ h.c.}, \tag{48}$$

donde la matriz Y en general no es ni hermitiana, ni diagonal. Dado que los estados físicos son los estados propios en la base de masa, es necesario expresarle en términos de dichas base. Como cualquier matriz puede ser diagonalizada multiplicando por la izquierda y por la derecha las matrices adecuadas, las proyecciones izquierdas y derechas de los campos de fermiones se transforman con matrices unitarias que mezclan todos los quarks de tipo up. Por lo tanto, al hacer las transformaciones $\psi_{uL} \to A^u_L \psi_{uL}$ y $\psi_{uR} \to A^u_R \psi_{uR}$, se encuentra

$$A^{u\dagger}_L M^u A^u_R = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}. \tag{49}$$

Existen términos análogos para los quarks tipo down y para leptones cargados. Nótese que dado que dentro del Modelo Estándar los neutrinos se suponen con masa cero, no existe un termino tal para estos campos. Si se prohíbe la existencia de un término con la proyección derecha de los neutrinos, no pueden generarse términos de masa en la ecuación (47).

Se puede revisar de forma trivial que esta transformación unitaria no afecta a los términos con corrientes débiles neutras del Modelo Estándar, ya que incluyen un factor $\bar{\psi_X}$, un ψ_X y todos los operadores son diagonales en la base de sabor. No obstante, las corrientes cargadas sí reciben modificaciones dada que estas involucran campos diferentes de fermiones. El producto de estas matrices dará una matriz unitaria en el término de interacción de corrientes cargadas, dado que el producto de dos matrices unitarias es otra matriz unitaria. Es posible reducir el número de parámetros de dicha matriz cambiando la fase de los campos involucrados en el término de interacción. Así para las corrientes cargadas de quarks se tiene

$$\mathcal{L}^q_{cc} = \frac{g}{2\sqrt{2}} W^+_\mu \left\{ \left(\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}\right) V^\dagger_{CKM} \gamma^\mu (1-\gamma_5) \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} \right\} + \text{ h.c.}, \tag{50}$$

donde V_{CKM} es la matriz unitaria generada por la transformación simultánea de los campos tipo up y tipo down, que después del cambio de fase queda con tres parámetros reales y una fase. Es esta la fase responsable por la violación de CP en las desintegraciones de K^0 y $\bar{K}^0$. Nótese que dado que no existe una proyección derecha de los campos de neutrinos en el Modelo Estándar, no es posible generar un término de interacción tipo Yukawa para estos campos, por lo que no hay una transformación unitaria especial en el espacio de sabor para los neutrinos para diagonalizar la matriz Y como en la eq. (48), por lo que uno puede transformar los campos de neutrinos con la misma matriz que los leptones cargados y la matriz unitaria producto de ambas será la identidad. Así, se obtiene que no hay una matriz de mezcla para leptones.

Referencias

Aad, G. et al. (2012). Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716:1–29.

Abachi, S. et al. (1995). Observation of the top quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2632–2637.

Abe, F. et al. (1995). Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2626–2631.

Bardeen, W. A., Fritzsch, H., and Gell-Mann, M. (1972). Light cone current algebra, π^0 decay, and e^+e^- annihilation. In *Topical Meeting on the Outlook for Broken Conformal Symmetry in Elementary Particle Physics*.

Barnes, V. E. et al. (1964). Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three. *Phys. Rev. Lett.*, 12:204–206.

Bjorken, J. D. (1969). Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum. *Phys. Rev.*, 179:1547–1553.

Bouchiat, C. and Michel, L. (1957). Theory of μ-Meson Decay with the Hypothesis of Nonconservation of Parity. *Phys. Rev.*, 106:170–172.

Brueckner, K. A. (1952). Meson-Nucleon Scattering and Nucleon Isobars. *Phys. Rev.*, 86:106–109.

Chadwick, J. (1932). Possible Existence of a Neutron. *Nature*, 129:312.

Chatrchyan, S. et al. (2012). Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716:30–61.

Christenson, J. H., Cronin, J. W., Fitch, V. L., and Turlay, R. (1964). Evidence for the 2π Decay of the K^0_2 Meson. *Phys. Rev. Lett.*, 13:138–140.

Danby, G., Gaillard, J. M., Goulianos, K. A., Lederman, L. M., Mistry, N. B., Schwartz, M., and Steinberger, J. (1962). Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9:36–44.

Englert, F. and Brout, R. (1964). Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–323.

Fermi, E. (1933). Tentativo di una teoria dell'emissione dei raggi beta. *Ric. Sci.*, 4:491–495.

Fermi, E. (1934). An attempt of a theory of beta radiation. 1. *Z. Phys.*, 88:161–177.

Feynman, R. P. (1948a). A Relativistic cutoff for classical electrodynamics. *Phys. Rev.*, 74:939–946.

Feynman, R. P. (1948b). Relativistic cutoff for quantum electrodynamics. *Phys. Rev.*, 74:1430–1438.

Feynman, R. P. (1948c). Space-time approach to nonrelativistic quantum mechanics. *Rev. Mod. Phys.*, 20:367–387.

Feynman, R. P. and Gell-Mann, M. (1958). Theory of Fermi interaction. *Phys. Rev.*, 109:193–198.

Gamow, G. and Teller, E. (1936). Selection rules for the beta-disintegration. *Phys. Rev.*, 49:895–899.

Garwin, R. L., Lederman, L. M., and Weinrich, M. (1957). Observations of the Failure of Conservation of Parity and Charge Conjugation in Meson Decays: The Magnetic Moment of the Free Muon. *Phys. Rev.*, 105:1415–1417.

Gell-Mann, M. (1956). The interpretation of the new particles as displaced charge multiplets. *Nuovo Cim.*, 4(S2):848–866.

Gell-Mann, M. (1961). The Eightfold Way: A Theory of strong interaction symmetry.

Gell-Mann, M. (1964). A Schematic Model of Baryons and Mesons. *Phys. Lett.*, 8:214–215.

Gell-Mann, M. and Levy, M. (1960). The axial vector current in beta decay. *Nuovo Cim.*, 16:705.

Glashow, S. L. (1961). Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22:579–588.

Glashow, S. L., Iliopoulos, J., and Maiani, L. (1970). Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry. *Phys. Rev. D*, 2:1285–1292.

Goldstone, J. (1961). Field Theories with Superconductor Solutions. *Nuovo Cim.*, 19:154–164.

Goldstone, J., Salam, A., and Weinberg, S. (1962). Broken Symmetries. *Phys. Rev.*, 127:965–970.

Guevara, A. (2017). *Low-energy meson phenomenology with Resonance Chiral Lagrangians*. PhD thesis, CINVESTAV-IPN.

Han, M. Y. and Nambu, Y. (1965). Three Triplet Model with Double SU(3) Symmetry. *Phys. Rev.*, 139:B1006–B1010.

Heisenberg, W. (1932). On the structure of atomic nuclei. *Z. Phys.*, 77:1–11.

Herb, S. W. et al. (1977). Observation of a Dimuon Resonance at 9.5-GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 39:252–255.

Higgs, P. W. (1964). Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508–509.

Higgs, P. W. (1966). Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons. *Phys. Rev.*, 145:1156–1163.

Kobayashi, M. and Maskawa, T. (1973). CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Prog. Theor. Phys.*, 49:652–657.

Kodama, K. et al. (2001). Observation of tau neutrino interactions. *Phys. Lett. B*, 504:218–224.

Lee, T. D. and Yang, C.-N. (1956). Question of Parity Conservation in Weak Interactions. *Phys. Rev.*, 104:254–258.

Michel, L. (1950). Interaction between four half spin particles and the decay of the μ meson. *Proc. Phys. Soc. A*, 63:514–531.

Nakano, T. and Nishijima, K. (1953). Charge Independence for V-particles. *Prog. Theor. Phys.*, 10:581–582.

Ne'eman, Y. (1961). Derivation of strong interactions from a gauge invariance. *Nucl. Phys.*, 26:222–229.

Nishijima, K. (1955). Charge Independence Theory of V Particles. *Prog. Theor. Phys.*, 13(3):285–304.

Perl, M. L. et al. (1975). Evidence for Anomalous Lepton Production in e+ - e- Annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 35:1489–1492.

Rutherford, E. (1911). The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom. *Phil. Mag. Ser. 6*, 21:669–688.

Sakata, S. (1956). On a Composite Model for the New Particles. *Prog. Theor. Phys.*, 16:686–688.

Salam, A. (1957). On parity conservation and neutrino mass. *Nuovo Cim.*, 5:299–301.

Salam, A. (1968). Weak and Electromagnetic Interactions. *Conf. Proc. C*, 680519:367–377.

Salam, A. and Ward, J. C. (1960). Delta I = 1/2 rule. *Phys. Rev. Lett.*, 5:390.

Schwinger, J. S. (1948a). Quantum electrodynamics. 2. Vacuum polarization and selfenergy. *Phys. Rev.*, 75:651.

Schwinger, J. S. (1948b). Quantum electrodynamics. I A covariant formulation. *Phys. Rev.*, 74:1439.

Schwinger, J. S. (1949). Quantum electrodynamics. III: The electromagnetic properties of the electron: Radiative corrections to scattering. *Phys. Rev.*, 76:790–817.

Schwinger, J. S. (1957). A Theory of the Fundamental Interactions. *Annals Phys.*, 2:407–434.

Sudarshan, E. C. G. and Marshak, R. e. (1958). Chirality invariance and the universal Fermi interaction. *Phys. Rev.*, 109:1860–1860.

Tomonaga, S. (1946). On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields. *Prog. Theor. Phys.*, 1:27–42.

Weinberg, S. (1967). A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266.

Wu, C. S., Ambler, E., Hayward, R. W., Hoppes, D. D., and Hudson, R. P. (1957). Experimental Test of Parity Conservation in β Decay. *Phys. Rev.*, 105:1413–1414.

Zweig, G. (1964a). An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 1.

Zweig, G. (1964b). *An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2*, pages 22–101.