

Bosón de Higgs, Modelo Standard y el LHC

A. Pérez Martínez and H. Pérez Rojas
*Instituto de Cibernética, Matemática y Física,
Calle E 309, Vedado, Ciudad Habana, Cuba.*

(Dated: 31 de enero de 2013)

Este trabajo pretende describir el bosón de Higgs y su papel dentro del Modelo Standard, modelo que describe las interacciones entre las partículas elementales. Se hace hincapié en los conceptos de invarianza de calibración y ruptura espontánea de la simetría como pilares de dicho modelo. Se explica como de confirmarse la reciente evidencia experimental del bosón de Higgs por los experimentos CMS y ATLAS del LHC (Large Hadrón Collider) se cerraría el modelo Standard en su versión canónica. Interrogantes de la Física de partículas: que es la materia oscura y la energía oscura quedarían entonces como los grandes desafíos a resolver.

I. INTRODUCCIÓN

El pasado 4 de julio de 2012 el Centro Europeo de Investigaciones Nucleares, (CERN) anunció el descubrimiento de una partícula elemental compatible con las predicciones del bosón de Higgs [1]-[2]. Este descubrimiento fue logrado por los grupos que trabajan en los experimentos ATLAS y CMS del LHC (Large Hadron Collider) del CERN quienes, tras la colisión de haces de protones a altísima energía (7 TeV), detectaron una "señal" en la región de masa cercana a los 125 GeV a 5σ , lo que significa una probabilidad de casi 1 de estar en la escala de energía calculada para el bosón de Higgs, el último "ingrediente" que faltaba por descubrir del llamado Modelo Standard de la física de partículas.

Este modelo describe las interacciones electrodébiles (Modelo de Salam Weinberg y Glashow) y las fuertes (Cromodinámica Cuántica). El modelo Standard concibe 12 partículas elementales fermiónicas de espín 1/2 y sus correspondientes antipartículas. Ellas se agrupan dependiendo a como interactúan debido a sus cargas. Seis de ellas son los quarks (up, down, charm, strange, bottom, top) entre los cuales media la interacción fuerte y los otros seis son los leptones (electrón, neutrino del electrón, muon, neutrino muónico, tau, neutrino del tau) presentes en la interacción electrodébil. Obedece la simetría de calibración local $SU(3) \times U(2)_L \times U(1)$.

En 1979, fue concedido el Premio Nobel de Física a Sheldon Glashow, Steve Weinberg y Abdus Salam. Estos tres físicos habían construido una teoría que unificaba las interacciones electromagnéticas y débiles. El premio se justificó porque ya existía suficiente evidencia experimental acerca de las consecuencias del modelo teórico construido por estos físicos.

Fue un hecho significativo que en ese mismo año se conmemoraba un siglo de la muerte de James Clerk Maxwell, a quien cabe el mérito de haber descubierto la unificación entre electricidad y magnetismo. También, en 1979, el mundo científico celebró el centenario del nacimiento de Albert Einstein, quien dedicó sus últimos años a la construcción de una teoría unificada de las interacciones electromagnética y gravitacional.

Los trabajos de Weinberg, Salam y Glashow habían logrado, parcialmente, un objetivo similar, al unificar la teoría de las interacciones electromagnéticas y débiles [3]. Pero la vía seguida era muy distinta. Einstein había seguido un camino basado en las teorías clásicas (no cuánticas) de la relatividad general y la electrodinámica. La teoría del campo electrodébil se situaba, por el contrario, dentro del terreno de las modernas teorías cuánticas de campos de calibración con ruptura espontánea de la simetría.

Nuevas ideas y conceptos fueron necesarios. Una teoría consistente debía ser ante todo renormalizable, es decir, ciertas cantidades que resultaban infinitas, debían sustraerse de una manera sistemática, para que la teoría funcionara. Por otra parte, era necesario suponer unos "bosones vectoriales intermediarios" para las interacciones débiles, W^\pm , los cuales, además de estar cargados eléctricamente (con cargas negativa y positiva iguales a la del electrón), fueran masivos. La teoría debía satisfacer determinadas propiedades de simetría, llamadas "invarianza de calibración". Pero hasta ese momento, solo se utilizaba una invarianza de calibración, llamada Abeliiana, y sus bosones intermediarios tenían masa nula. Y si se proponía unos campos con invarianza de calibración más compleja, de tipo no-Abeliano para los bosones W^\pm , (junto con otro, de calibración tipo Abeliano), las partículas serían no masivas.

Entonces surgió una idea nueva: un campo escalar intermediario con simetría rota, expresada por un "condensado" o parámetro de ruptura de simetría, que interactuando con los bosones W , les diera "masa" a éstos, y a otros bosones intermediarios llamados Z , y no le daría masa al campo electromagnético.

El nuevo campo, llamado de Higgs[4]¹, fue clave en la formulación del Modelo Standard, una de cuyas piezas fundamentales era la unificación de las interacciones electromagnéticas y débiles, mencionada anteriormente.

Los bosones W^\pm y Z fueron identificados experimentalmente en 1983 en el CERN (Centro Europeo de Investigaciones Nucleares, Ginebra) en particular haciendo uso del acelerador LEP (Large Electron Positron Collider).

A la par en las décadas del 60 – 70 fue desarrollándose la Cromodinámica Cuántica que precisó en su formulación de tomar en cuenta también el enfoque moderno de las teorías cuánticas de campos de calibración.

Como pieza clave, desde entonces se mantenía sin identificar, el bosón de Higgs, que por mediación de su condensado, era responsable de dar masa a las demás partículas del Modelo Standard, W^\pm, Z , a los quarks, (integrantes de los bariones o partículas pesadas, y de los mesones) y a los leptones (como los electrones, muones y tauones).

II. TEORÍA DE LAS INTERACCIONES DÉBILES

Hasta 1967 los fenómenos de las interacciones débiles se describían satisfactoriamente mediante un modelo fenomenológico debido a Enrico Fermi, que utilizaba la corriente débil $J_\lambda(x)$, a la cual contribuye una parte hadrónica (se

¹ Cabe señalar que el mecanismo fue propuesto paralelamente por Robert Brout, Francois Englert, Gerald Guralnik, C. Richard Hagen, Tom Kibble y aunque Higgs trascendió dándole nombre al bosón y al mecanismo, en los últimos años el propio Higgs y los historiadores de la ciencia han hecho reconocimiento justo a estos otros científicos.

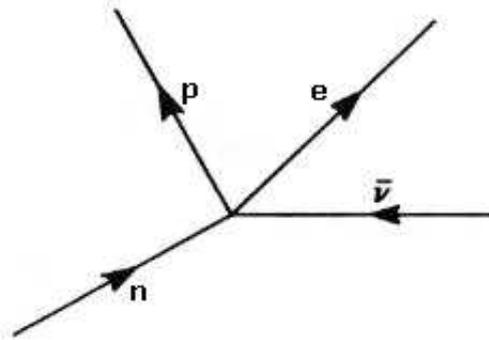


Figura 1. Desintegración de un neutrón en un protón, un electrón y un antineutrino. El proceso se describe como la interacción de dos hadrones (protón y neutrón) con dos leptones (electrón y antineutrino). En el vértice concurren cuatro fermiones y ningún bosón.

llaman hadrones a las partículas que interactúan fuertemente, como los bariones y los mesones) y otra parte leptónica (los leptones no interactúan fuertemente; son leptones, por ejemplo, el electrón y su neutrino asociado, el muón y su neutrino). Matemáticamente la interacción débil se describía mediante una función Lagrangiana,

$$L_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\lambda(x) J_{\lambda(x)}^\dagger, \quad (1)$$

donde J_λ es un cuatrivector, J_λ^\dagger es su conjugado hermítico y G la constante de acoplamiento débil. En (1) la presencia de los subíndices λ repetidos significa que se suma sobre $\lambda = 1, 2, 3, 4$. Es decir, $J_\lambda J_\lambda^\dagger = J_1 J_1^\dagger + J_2 J_2^\dagger + J_3 J_3^\dagger + J_4 J_4^\dagger$. No entraremos en un análisis más profundo de (1). Sólo basta señalar que es el producto de dos corrientes. La correspondiente Lagrangiana para las interacciones electromagnéticas tiene la forma:

$$L_{em} = j_\lambda A_\lambda, \quad (2)$$

donde J_λ es el cuatrivector corriente y A_λ el cuatrivector del campo electromagnético. La significación física de (1) es la siguiente: ella describe un proceso como el indicado en la figura 1. Es decir, un neutrón se descompone en un protón, un electrón y un antineutrino. La parte hadrónica de J_λ está compuesta por el protón y el neutrón, y la parte leptónica por el electrón y su neutrino. La concurrencia de ambos pares de partículas se corresponde con el hecho de tener un producto de dos corrientes J_λ en la expresión (1).

Por otra parte, de (2) resulta, entre otros muchos procesos de la electrodinámica cuántica, el indicado en la figura 2. Dos electrones interactúan mediante el intercambio de un fotón virtual y se dispersan mutuamente. Pero es notable al comparar las figuras 1 y 2 que en la primera intervienen cuatro fermiones y ningún bosón. En la segunda, hay cuatro fermiones y el proceso de dispersión es mediado por un bosón, el fotón γ .

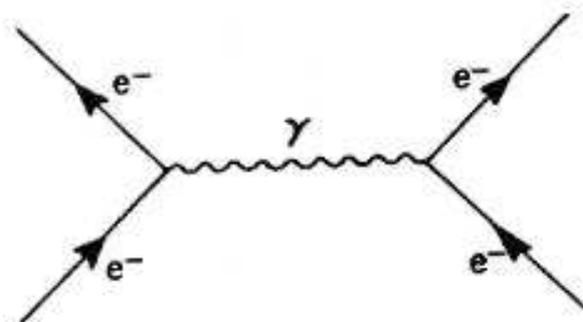


Figura 2. Dispersión de dos electrones. En el diagrama se tienen cuatro fermiones y el intercambio de un bosón, el fotón γ .

Ahora bien, como antes dijimos, los procesos de las interacciones débiles estaban descritos satisfactoriamente a partir del modelo dado por la expresión (1). No había razones de tipo experimental y fenomenológico para modificar esta expresión, excepto que la teoría no es renormalizable, y una teoría con cuatro fermiones y ningún bosón intermediario no era estéticamente satisfactoria. No se correspondía con el principio aceptado universalmente de que en la interacción de los fermiones deben mediar los bosones. En analogía con la expresión (2) se propuso una Lagrangiana de interacción de la forma:

$$L_w = gJ_\lambda(x)W_\lambda(x), \quad (3)$$

donde $W_\lambda(x)$, sería un campo bosónico, y entonces ocurriría que en lugar de la figura 1 tendríamos el diagrama de la figura 3, y entre los vértices neutrón-protón y electrón-antineutrino, aparecería una partícula virtual cargada, el mesón W_λ , como agente intermediario de la interacción.

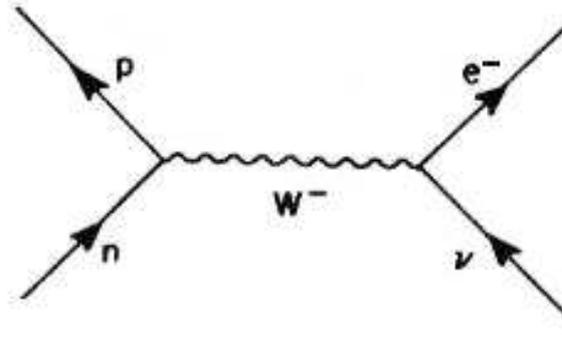


Figura 3. Diagrama que sustituiría al de la figura 1 si existiese una partícula bosónica mediadora en las interacciones débiles. La partícula W diferiría del fotón en que tendría carga eléctrica y masa en reposo distinta de cero.

La analogía entre el modelo resultante de la expresión (3) y la electrodinámica cuántica tenía en su contra tres grandes diferencias:

1. La interacción electromagnética es de largo alcance, o lo que es equivalente, el fotón es una partícula sin masa. Las interacciones débiles son de corto alcance y, por lo tanto, los mesones intermediarios W debían ser masivos.
2. La carga eléctrica se conserva, la débil no satisface una ley de conservación convencional.
3. El fotón es neutro, los mesones W_λ aparecen en estados cargados.

Estas diferencias físicas implican serias dificultades técnicas a la hora de utilizar la teoría y hacer los cálculos de los diversos procesos para compararlos con los resultados experimentales. Una dificultad matemática de primaria importancia era la no renormalizabilidad de la teoría de las interacciones débiles.

Expliquemos esto más detalladamente. En los cálculos de la electrodinámica cuántica aparecían ciertas expresiones infinitas, es decir, ciertas integrales divergentes. Sin embargo, se pudo construir un formalismo matemático para separar las divergencias, darles incluso una interpretación física y obtener expresiones finitas, comparables con los resultados experimentales. A esto se llamó renormalización. La posibilidad de hacer una teoría de la renormalización en la electrodinámica cuántica fue favorecida por ser el fotón una partícula de masa cero.

Esto facilita cancelar las divergencias en las correspondientes integrales. Ahora bien, con los mesones W masivos la situación era mucho más complicada. La teoría resultaba no renormalizable, pues no se podía construir un formalismo para eliminar las divergencias y, por lo tanto, no era utilizable para hacer cálculos y predecir procesos. ¿Habría alguna esperanza de resolver estas dificultades? ¿Sería posible, mediante la modificación de la Lagrangiana (3), construir una teoría de las interacciones débiles que fuese renormalizable? La respuesta fue positiva y el mérito de la construcción de la teoría le correspondió a Weinberg, Salam y Glashow, aunque otros muchos destacados físicos contemporáneos contribuyeron de modo notable a su realización.

Ahora el camino seguido partió de la idea de que la fuerza débil y la electromagnética formaban un campo unificado y que para describir tal campo eran necesarios nuevos modelos de campos de calibración y de mecanismos adecuados para explicar la masa de los bosones W .

III. CAMPOS DE YANG-MILLS

En 1954 los físicos C.N. Yang y R. L. Mills propusieron una generalización de la conocida invarianza de calibración de la electrodinámica. En esta, cada componente espacio-temporal de los campos tendría, a su vez, componentes en un espacio abstracto que llamaremos espacio isotópico, es decir, una componente del campo según cada dirección del espacio isotópico (como veremos más adelante, el protón y el neutrón se pueden considerar dos componentes isotópicas de una misma partícula, una componente en la *dirección* de carga +1, y la otra en la *dirección* de carga 0). En la electrodinámica, el campo electromagnético se describe utilizando un cuatrivector potencial A_μ , o sea, un vector que tiene una componente a lo largo de cada coordenada espacio-temporal, y sus propiedades de transformación obedecen al llamado grupo de Lorentz. El campo propuesto por Yang y Mills sería un campo compuesto de modo tal que en cada dirección del espacio isotópico habría un cuatrivector potencial, semejante al cuatrivector A_μ del campo electromagnético. Por ejemplo, si el espacio isotópico tiene tres dimensiones 1, 2, 3, tendríamos tres cuatrivectores A_μ^1 , A_μ^2 , A_μ^3 , cada uno de ellos, a su vez, con cuatro componentes en el espacio-tiempo. Las transformaciones de calibración varían así en cada punto, y son por ello esencialmente *locales*. Pero, debido a las componentes isotópicas, para tales campos no abelianos, la invarianza de calibración de la electrodinámica ya no sería válida. Es preciso establecer una nueva ley que entremezcle las tres componentes isotópicas A_μ^1 , A_μ^2 , A_μ^3 . Esto daría lugar a nuevas propiedades físicas para dichos campos, consecuencia de sus propiedades matemáticas. A diferencia de la electrodinámica, las transformaciones de calibración de los campos de Yang-Mills no son conmutativas (transformaciones no-abelianas, como más frecuentemente se les llama en honor al matemático noruego N.H. Abel (1802–1829)). Además, un ente fundamental, llamado tensor del campo, tendría propiedades no lineales, pues contendría un término con el producto de dos de sus componentes. Por ejemplo, el tensor en la dirección isotópica 1 tendría, además del término similar al de la electrodinámica, en que aparece una sola componente del campo A_μ^1 , dado por la expresión:

$$\frac{\partial A_\mu^1}{\partial x_\nu} - \frac{\partial A_\nu^1}{\partial x_\mu}, \quad (4)$$

otro término que contiene el producto vectorial de las componentes en las direcciones isotópicas 2 y 3,

$$g A_\mu^2 \times A_\nu^3. \quad (5)$$

Esto, físicamente, se traduce en lo siguiente: cuando un fotón se propaga no puede descomponerse en dos fotones. El proceso no lineal de la figura 4, en que un fotón se desintegra en dos fotones, está prohibido en la electrodinámica. Pero en los campos de Yang-Mills, tal proceso sería posible a causa de sus propiedades no lineales. Entonces, si mediante un modelo de Yang-Mills se puede unificar en una teoría a la electrodinámica y las interacciones débiles, podría ocurrir el proceso en que un fotón (o un bosón masivo Z , que veremos después) se desintegra en un par de bosones pesados W^+ y W^- , análogo a la descomposición de un fotón en un par electrón-positrón, pero con la diferencia de que los W^\pm son bosones vectoriales, al igual que el fotón.

Pero si los nuevos campos de Yang-Mills tenían componentes en un espacio isotópico, ¿qué sentido físico podrían tener tales componentes? El ejemplo inmediato anterior nos lo sugiere. Las componentes en el espacio isotópico pueden estar asociadas con la carga eléctrica. Por ejemplo, las direcciones 1 y 2 pueden corresponder a campos cargados de carga eléctrica positiva y negativa, y la dirección 3, a uno de carga eléctrica nula, o sea, a un campo neutro como el electromagnético (Los fotones no tienen carga eléctrica). Precisamente, en la física se introdujo originalmente el concepto de espacio isotópico relacionado con la variación de la carga en una familia. Así, al protón y al neutrón, dos miembros de una misma familia de nucleones, se les suponía un *espín isotópico*, representado por un vector en el espacio isotópico. Al protón se le suponía un espín isotópico igual a 1/2 (carga positiva) y al neutrón espín isotópico -1/2 (carga cero).

Si un campo de Yang-Mills (a veces, en lugar de campos de Yang-Mills, se les llama campos de calibración no abelianos) interactúa con un campo de otro tipo (por ejemplo, un campo escalar o un campo fermiónico), este último deberá expresarse como compuesto por varias componentes isotópicas, que describan distintas características de las partículas. Por ejemplo, en la teoría de unificación de las interacciones electromagnéticas y débiles, debida a Weinberg y Salam, el electrón y el neutrino se comportan como dos componentes isotópicas de un mismo campo.

Pero no podemos avanzar más sin mencionar los mecanismos mediante los cuales aparece la masa de los bosones intermediarios en las interacciones débiles.

IV. TEOREMA DE GOLDSTONE

Uno de los modelos más sencillos en la teoría de campos lo constituye el llamado campo escalar, al cual corresponden partículas de espín nulo. Por eso fue utilizado como modelo para describir los mesones π . Pero, independientemente

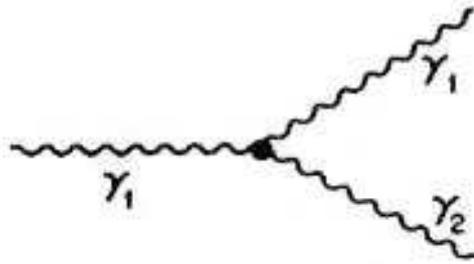


Figura 4. En la electrodinámica está prohibido el proceso que ilustra el diagrama, es decir, la descomposición de un fotón en otros dos como un proceso elemental en el vacío.

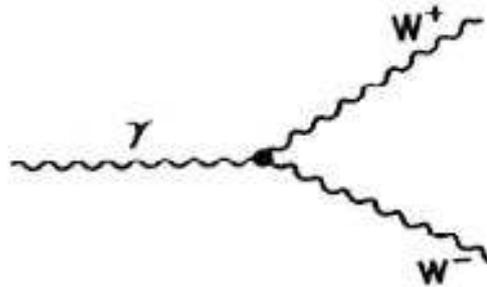


Figura 5. En una nueva electrodinámica en la que intervenga un campo de calibración no abeliano es posible los procesos elementales de descomposición de un fotón de energía suficientemente alta y de una partícula Z , en un par de partículas bosónicas W^\pm .

de su significación física específica, el campo escalar puede ser estudiado como un modelo sencillo e interesante, en que la función Lagrangiana tiene un término potencial de la forma:

$$m^2\Phi^*\Phi + \lambda(\Phi^*\Phi)^2, \quad (6)$$

donde Φ es el campo escalar, que puede tener varias componentes isotópicas, Φ^* es su conjugado complejo, m^2 es el cuadrado de la masa de las partículas y $\lambda(\Phi^*\Phi)^2$ describe la autointeracción del campo o de las partículas. Debe aclararse que como Φ tiene varias componentes isotópicas, la expresión $\Phi^*\Phi$ debe entenderse (por ejemplo, si el espacio isotópico tiene 3 dimensiones) como: $\Phi^*\Phi = \Phi^{1*}\Phi^1 + \Phi^{2*}\Phi^2 + \Phi^{3*}\Phi^3$. Es decir, Φ es en realidad un conjunto de tres campos escalares. Para que el modelo con el campo escalar sea renormalizable, se requiere que el término de autointeracción tenga la forma indicada en (6), es decir, dependiente del cuadrado de $\Phi^*\Phi$. ¿Qué ocurre si $m^2 < 0$? A primera vista, equivale a tener taquiones escalares, pues m^2 corresponde al cuadrado de la masa y, si es negativa, tenemos el caso de los taquiones². Pero la presencia del término $\lambda(\Phi^*\Phi)$ sugiere una interpretación un poco más cuidadosa. Si m^2 y λ son positivas, el término completo del potencial es

$$V(\Phi) = m^2\Phi^*\Phi + \lambda(\Phi^*\Phi)^2, \quad (7)$$

y el gráfico sería el indicado en la figura 6. El mínimo del potencial corresponde a $\Phi = 0$, es decir, campo nulo. La expresión (6) describe en ese caso partículas de masa $m > 0$. Ahora bien, si $m^2 < 0$, el potencial toma la forma indicada en la figura 7. El mínimo del potencial se alcanza para un valor de Φ distinto de cero, llamémosle ξ . En este caso hay ruptura espontánea de la simetría. Es posible demostrar entonces que la Lagrangiana que contiene a (7), en este caso describe un campo escalar con partículas de masa distinta de cero y con otras partículas de masa cero. El teorema de Goldstone establece que cuando hay ruptura espontánea de la simetría aparecen partículas sin masa, llamadas bosones de Goldstone. Es decir, si tiene tres componentes isotópicas, una componente adquiere masa y las otras dos, tienen masa nula. Si la simetría es global, los bosones de Goldstone deben ser observables; pero si es local, existe un escape, el mecanismo de Higgs.

² Partículas que viajan a velocidades mayores que la de la luz.

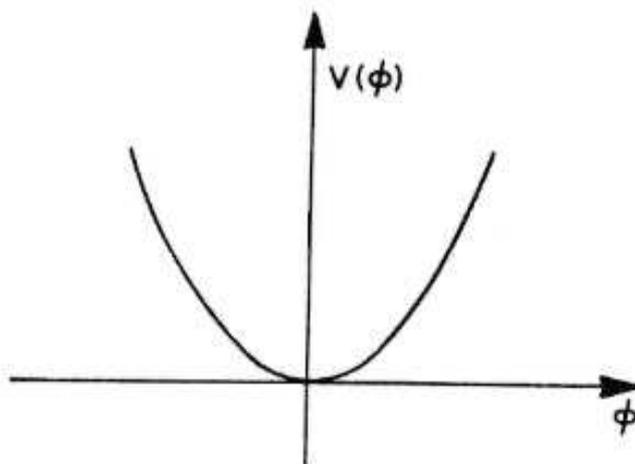


Figura 6. Gráfico del potencial escalar $V(\Phi)$ en función de Φ , para el caso *calibración* de masa positiva. El mínimo de $V(\Phi)$ corresponde al valor Φ .

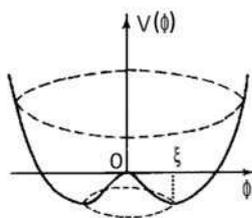


Figura 7. Gráfico del potencial escalar $V(\Phi)$ en el caso *anómalo* de término de masa negativa. El mínimo se alcanza para un valor del campo ξ distinto de cero. Hay ruptura de la simetría desde el punto de vista de que al estado básico o fundamental le corresponde un valor no nulo del campo. Si el campo Φ describía tres partículas, la ruptura de simetría le da masa a una de ellas y las otras dos tendrían masa nula.

V. MECANISMO DE HIGGS

¿Qué ocurre si el campo escalar interactúa con un campo de calibración, por ejemplo, con un campo de Yang-Mills no abeliano? En este caso, si hay ruptura de simetría, los componentes del campo escalar de masa nula corresponden a partículas no físicas, que se pueden eliminar de la teoría y sólo queda la componente con masa. Esto significa que hay grados físicos de libertad que se pierden; pero, en su lugar, el campo de calibración adquiere masa, lo cual es equivalente a incrementar sus grados de libertad en el mismo número en que se habían perdido; es decir, la ruptura de simetría produce partículas sin masa y es posible demostrar que estas son no físicas. Pero, por otra parte, entonces el campo de calibración adquiere masa. Por cada partícula escalar sin masa, a causa de la ruptura de simetría, aparece ahora una partícula vectorial con masa. Este es el llamado mecanismo de Higgs (Fig.8). Este mecanismo tomó las ideas básicas de la teoría de la superconductividad. Allí el campo escalar son los pares de electrones de Cooper, y el campo vectorial que adquiere "masa" es el electromagnético. Esta "masa" determina un campo de corto alcance o corta penetración, que da lugar al efecto Meissner. Una propiedad notable de una teoría construida a partir de la interacción de un campo de Yang-Mills con un campo escalar, cuya simetría se rompe espontáneamente, es ser renormalizable. Esto significa que un modelo tal, se hace un candidato fuerte para ser tomado como la base de una teoría que describa la unificación de las interacciones electromagnéticas y débiles.

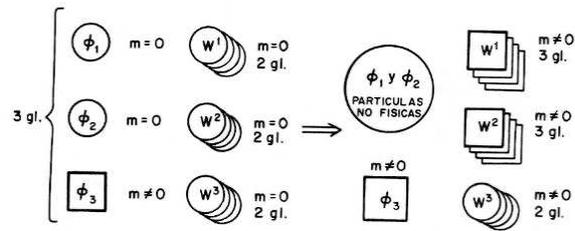


Figura 8. Representación esquemática del mecanismo de Higgs, para un campo escalar y un campo de Yang-Mills, en que ambos tienen tres componentes isotópicos. Originalmente se tiene el campo escalar con tres grados de libertad, una de sus componentes con masa distinta de cero, y otras con masa nula, como consecuencia de la ruptura de simetría. Este campo interactúa con un campo de Yang-Mills cuyas tres componentes tienen masa cero y dos grados de libertad (aunque cada componente del campo de Yang-Mills tiene, a su vez, cuatro componentes en el espacio-tiempo, sólo dos de estas son independientes). Como resultado de la interacción, dos componentes del campo Yang-Mills, W^1 y W^2 , adquieren masa, y como consecuencia de ello, un grado de libertad adicional, el longitudinal. Es decir, se conservan los nueve grados de libertad iniciales.

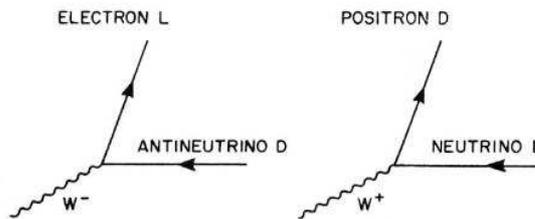


Figura 9. Diagrama de las desintegraciones de las partículas W .

VI. TEORÍA ELECTRODÉBIL DEL MODELO STANDARD: MODELO DE WEINBERG, SALAM Y GLASHOW

En el modelo de unificación de las interacciones electromagnéticas y débiles, debido a Weinberg, Salam y Glashow, se toma en cuenta de modo especial el mecanismo de Higgs, como vía para que tres campos de calibración, originalmente sin masa, adquieran una masa a causa de su interacción con un campo escalar. Este campo escalar, tan buscado no había sido identificado en la naturaleza, sin embargo, las consecuencias físicas de la unificación han tenido ya comprobación experimental amplia.

Éste aparece inicialmente con cuatro componentes independientes. A causa de la ruptura de simetría, una de las componentes del campo escalar adquiere masa y es el llamado escalar de Higgs. Las otras tres componentes de masa nula pierden sentido físico y, en su lugar, aparecen las componentes longitudinales de los campos de calibración, pues estas adquieren masa.

Un elemento básico del modelo de Weinberg y Salam es la de suponer inicialmente un campo de calibración abeliano B_μ y uno de calibración no abeliano de tres componentes: $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$. De la combinación de B_μ con W_μ^3 resultan dos campos neutros: uno sin masa, que es el campo electromagnético, y otro que adquiere masa por el mecanismo de Higgs, llamado campo Z_μ . Por otra parte, W_μ^1 y W_μ^2 se combinan para dar dos campos (o partículas) cargados W_μ^\pm , también masivos, gracias al mecanismo de Higgs. En el modelo, los electrones de helicidad L junto con los neutrinos L forman un *doblete*, es decir, dos componentes de un mismo campo, mientras que los electrones D aparecen solos, como *singletes*.

Esta forma de plantear la contribución de los leptones es consecuencia de la no conservación de la paridad y de que en las interacciones débiles aparece un electrón L y un antineutrino D ; o bien, un positrón D y un neutrino L . Por ejemplo, un mesón W_μ se desintegra en un electrón L y en un antineutrino D , como indica la figura 9. A su vez, un mesón W^\pm se descompone en un positrón D y en un neutrino L . De esta forma, se explica la desintegración β : la partícula W^- puede ser emitida por un neutrón que entonces se convierte en protón; la W^+ puede producirse por un antineutrón, y este se convierte en un antiprotón. Como consecuencia de desintegración de las partículas W^\pm , resultan las partículas indicadas en la figura 9. Las partículas Z_μ interactúan con los neutrinos y también con los electrones.

Elas son el agente de la llamada corriente neutra, descubierta en 1975 en el CERN [6]-[8] y considerada como una de las primeras confirmaciones de la teoría de Weinberg-Salam. Esta corriente neutra significa que entre los electrones, además de la fuerza electromagnética mediada por los fotones, se ejerce muy débilmente una fuerza adicional a causa

de este campo Z_μ . Igualmente, entre protones y electrones en un átomo, debemos admitir ahora la existencia de la fuerza derivada del campo Z_μ . Esta fuerza también se ejercería entre los electrones de la envoltura del átomo y los protones y neutrones componentes del núcleo.

En los primeros meses de 1983, en experimentos llevados a cabo en el CERN, en el LEP, se hicieron chocar haces de protones y antiprotones de energías suficientemente elevadas, se produjeron algunos electrones de energías tales que sólo pueden explicarse como producidos a causa de la desintegración de partículas W_μ^- formadas en las colisiones protón-antiprotón. Poco después de la evidencia de los bosones W_μ^- , se observaron pares electrón-positrón cuyo origen sólo cabía atribuirlo a la presencia de partículas Z_μ , también formadas en dichas colisiones.

La teoría prevé que el bosón de Higgs también le da masa a los fermiones masivos como los electrones es decir a muones y quarks a través de un mecanismo llamado "Acoplamiento de Yukawa", en el cual estas partículas y sus anti-partículas interactúan con el bosón de Higgs, y de esta interacción resulta su masa. Veamos en la próxima sección en detalle el sector de la Cromodinámica Cuántica del Modelo Standard y sus principales características y propiedades.

VII. HADRONES Y QUARKS

Hay una diferencia fundamental entre leptones y hadrones. Los leptones (electrones, positrones, neutrinos, muones, taus y otros) no participan en las interacciones fuertes y, por otra parte, se comportan como partículas sin estructura interna, es decir, como puntuales, sin dimensiones perceptibles. Los hadrones difieren de los leptones en muchos aspectos. En primer lugar, tienen dimensiones de 10^{-13} cm, y en las colisiones de las partículas a energías muy elevadas, se muestra su estructura interna. La hipótesis de que los hadrones estaban compuestos de subpartículas fue propuesta en 1963 por Murray Gell-Mann (1929 -) y George Zweig (1937 -). Estas partículas fueron denominados por Gell-Mann como quarks [5]. En la actualidad se cree que los hadrones están compuestos de quarks diferentes, de carga fraccionada, $\pm 2/3$ y $\pm 1/3$ veces la carga del electrón.

Los quarks son fermiones, es decir, obedecen al Principio de Exclusión de Pauli, y la interacción fuerte entre ellos está mediada por el campo de color o campo de gluones. Hay dos propiedades que obedecen los quarks: uno es el confinamiento y la otra, la libertad asintótica. El confinamiento de los quarks significa que estas partículas no se encuentran en forma libre: los quarks "viven" dentro de los hadrones y no hay partículas formadas por un sólo quark, es decir, se presentan en duos (dobletes), tríos (tripletes) o incluso en grupos de más de tres quarks. Los nucleones se forman a partir de tres quarks y los mesones de pares quark-antiquark. La libertad asintótica es la propiedad de los quarks que se manifiesta cuando ellos están muy cerca (o equivalentemente, su energía es muy grande, por ejemplo, cuando observamos el choque de partículas de muy alta energía) se comportan como si fueran libres, o como si no interactuaran en absoluto.

Los quarks tienen *sabores* y *colores*. Hay un conjunto de números cuánticos para cualquier sabor y color. Estos son: el número bariónico " \mathcal{B} " ($= 1/3$), espín total J ($= 1/2$), espín isotópico I , componente del espín isotópico a lo largo del tercer eje I_3 , "strangeness" S , B , "bottomness", "topness" T y carga eléctrica (en unidades de e) Q/e .

<i>quark(sabor)</i>	I	I_3	S	C	B	T	Q/e
u (up)	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0	2/3
d (down)	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0	-1/3
s (strange)	0	0	-1	0	0	0	-1/3
c (charmed)	0	0	0	+1	0	0	2/3
b (bottom)	0	0	0	0	-1	0	-1/3
t (top)	0	0	0	0	0	+1	2/3

Fórmula generalizada de Gell-Mann - Nishijima

$$Q/e = (\mathcal{B} + S + C + B + T)/2 + I_3 \quad (8)$$

Asociados a los quarks hay seis leptones como contrapartes:

Lepton	Name	Carga eléctrica
ν_e	neutrino electrónico	0
e	electron	-1
ν_μ	neutrino muónico	0
μ	muon	-1
ν_τ	neutrino tauónico	0
τ	τ lepton	-1

La materia ordinaria requiere solo de quarks u , d , y de leptones e^- , ν_e . Por ejemplo, el protón tiene la estructura:

	quarks	carga (Q/e)
$p =$	u	2/3
	u	2/3
	d	-1/3

cuya carga total es +1. El neutron tiene la estructura:

$$n = \begin{array}{l} u \ 2/3 \\ d \ -1/3 \\ d \ -1/3 \end{array}$$

con carga neta cero. Del mismo modo, $\pi^+ = (u\bar{d})$ está compuesto por un quark u de carga 2/3 y de un antiquark \bar{d} , de carga de 1/3 por tanto su carga es de +1. El mecanismo de desintegración β puede ser entendido ahora como debido al proceso en el que un quark d en el neutrón emite un bosón virtual W^- de carga de -1 , y luego se convierte en un quark u , de modo que el neutrón inicial pasa de la estructura neutral udd para la uud , de carga de +1 correspondiente al protón. Los bosones virtuales W^- decaen en un electrón y un antineutrino. Entre los quarks se ejerce una fuerza llamada de *color*, caracterizada por los nuevos números cuánticos. De esta manera, cada quark dado de *sabor*, por ejemplo, u , puede aparecer con *colores rojo, azul y amarillo*.

La teoría que describe las interacciones fuertes entre quarks se denomina por este razón cromodinámica cuántica. Una consecuencia fundamental de la misma es que las partículas observables deben ser incoloras, y debido a esto los quarks libres no deben ser observables.

VIII. CROMODINÁMICA CUÁNTICA

La CDC (Cromodinámica Cuántica), en cuya formulación muchos contribuyeron [9], adquirió su forma moderna cuando se confirmó que los hadrones estaban compuestos por quarks entre 1973 y 1974. Los mediadores de la interacción fuerte son partículas sin masa llamadas gluones, que, son similares a los fotones, mediadores de las interacciones electromagnéticas. La existencia de tres quarks con tres colores es la base de la teoría de las interacciones fuertes.

Los tres colores para cada quark de sabor determinado, forman un triplete, $u = (u_r, u_g, u_b)$, $d = (d_r, d_g, d_b)$, etc. El grupo de transformaciones unitarias en este caso es el SU(3) *grupo de calibración de color* que tiene ocho generadores. Por tanto el campo de color tiene ocho componentes independientes de un campo de calibración A_μ^a , que se describen por un campo de Yang-Mills con ocho componentes isotópicos.

Pero este campo de Yang-Mills contrario al caso del campo electrodébil, no tiene su simetría rota: los gluones, como los fotones, son partículas sin masa. Uno podría pensar que debido a esto el campo gluónico es de largo alcance.

Sin embargo, la cromodinámica cuántica tiene la propiedad de confinamiento mencionado anteriormente. Esta característica lo diferencia del campo electromagnético en cuanto a su detección.

Por ejemplo, hemos visto que una carga eléctrica opuesta atrae cargas, por lo que la carga original se apantalla, y el efecto neto es una carga más pequeña. Con el campo de color ocurre lo contrario: un quark de color dado atrae cargas de color de la misma polaridad. Como consecuencia de esto, la carga de color dada disminuye a cortas distancias entre los quarks, y aumenta con el aumento de distancias entre ellos. Esto es debido a la dependencia de la constante de acoplamiento g con el momentum $g^2 = g(-p^2)^2$ (la notación se utiliza generalmente, donde $-p^2 > 0$ es el módulo del vector cuatrimomentum). Tomando un valor de referencia $-p^2 = \mu^2$ toma la forma

$$g(-p^2) = \frac{g(\mu^2)}{1 + (11 - \frac{2n_f}{3}) \ln \frac{-p^2}{\mu^2}} \quad (9)$$

El número de sabores de quarks es de n_f . Por $n_f = 6$, el coeficiente del logaritmo es 7, entonces el denominador es positivo y crece con $-p^2$. Cuando $-p^2 \rightarrow \infty$ (la distancia tiende a cero) $g(-p^2) \rightarrow 0$.

Esta propiedad abre una manera de entender la libertad asintótica y es un paso importante para explicar el problema del confinamiento de los quarks. En este comportamiento el papel fundamental es desempeñado por los gluones que tienen carga de color (en contraste con los fotones que no tienen carga eléctrica). Su efecto es aumentar la carga efectiva de los quarks con la distancia, en lugar de apantallarla (Efecto anti-detección), y contribuyen con el factor 11 en el denominador de (9), mientras que el término de $2n_f/3$, debido a la interacción de quarks y gluones, tiene signo negativo y es el similar al término de interacción electrón-fotón en la electrodinámica cuántica.

De esta manera, si la condición $11 - 2n_f/3 > 0$, es cierta, se produce un efecto de anti-apantallamiento. Por ejemplo, si se tiene un pión y se trata de separar en un quark y un antiquark, como la fuerza aumenta con la distancia, ($g(-p^2)$ aumenta), el aumento de la energía potencial daría lugar a la formación de un nuevo par quark-antiquark, y el resultado final sería la formación de dos piones ya que sólo los estados unidos incoloros tienen una energía finita, es decir, no tienen un color neto, y se llaman entonces singletes de color.

La interacción entre un protón y un neutrón, se entiende ahora en la forma siguiente: el quark u de un protón emite un gluón. Estos gluones se desintegran en un par d, \bar{d} , que va a un neutrón, donde el antiquark \bar{d} aniquila con un quark d , la creación del gluón que es absorbido por un quark de neutrones, mientras que los quarks d sigue formando parte de la estructura neutrones. Independientemente, un cambio similar de quarks u, \bar{u} puede ocurrir. Por ejemplo, entre un quark u del protón y un quark u del neutrón. Entonces el intercambio de un mesón π^0 mesón entre un protón y un neutrón es una combinación lineal de ambos procesos cuánticos de intercambio de $u\bar{u}, d\bar{d}$, $\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} - u\bar{u})$.

La Cromodinámica Cuántica describe la interacción fuerte residual (entre hadrones) a través de un campo de Yukawa asociado a los mesones. Por otro lado, la QCD describe la masa de los quarks a partir de la interacción de "quarks no masivos" con el campo de Higgs a través de una interacción de tipo Yukawa.

IX. BÚSQUEDA DEL HIGGS: LARGE HADRON COLLIDER

Con el mecanismo de Higgs el modelo Standard resolvía el problema de generar las masas de las partículas. La Física había encontrado un modelo teóricamente elegante de resolver este problema y suficientes evidencias experimentales habían sido halladas. Sin embargo faltaba la detección experimental del Higgs, sin ello el modelo aunque funcionaba no pasaba de ser una ingeniosa teoría que describía las partículas elementales y su interacción pero al que podría atribuírsele sus aciertos a otros fenómenos que podrían estar ocultos.

Buscar el Higgs requería crear un potente acelerador de partículas, su antecesor, el LEP sólo llegaba a energías de 45 GeV. Los aceleradores de partículas funcionan como "microscopios" y a través de ellos podemos "viajar" hacia atrás en el tiempo y reproducir etapas tempranas del Universo.

En la medida en que los aceleradores de partículas son más potentes - de mayor energía- se acercan a reproducir el comienzo del Universo buscando aquel estado caliente y denso donde todas las partículas tenían igual jerarquía y había una fuerza unificada.

La hipótesis aceptada sobre el campo de Higgs es que este habría aparecido una fracción de segundo después de la ocurrencia del Big Bang ³

El campo de Higgs se "separó", fue éste el primero en condensarse y con ello las partículas adquirieron masa y una única fuerza dió lugar a cuatro, cada una específica para cada tipo de interacción.

Las masas de las partículas aparecen entonces de este proceso de diferenciación, y al tener las partículas masas diferentes podemos explicar la materia tal cual la conocemos, e indirectamente, el Universo en expansión, colmado de Galaxias y estrellas.

Siendo tan trascendental el descubrimiento del Higgs, la comunidad de físicos de partículas elementales o de altas energías se lanzó a la propuesta de la creación de un acelerador potente que permitiera energías de 7 Tev o más y así lograr reproducir el instante en que el campo de Higgs aparecía.

Obstáculos no faltaron, obtener el financiamiento para el proyecto fue un desafío y un esfuerzo de muchos científicos empeñados en obtener la veracidad de la teoría.

De al menos dos propuestas: el Superconducting Super Collider (SSC) [10] y el Large Hadron Collider (LHC) resultó el segundo apoyado por 100 países de Europa y otros continentes. La construcción del LHC usaba el espacio físico (un túnel a 175 metros de profundidad, en forma de anillo con una circunferencia de 27 km entre Suiza (Ginebra) y la frontera francesa) que había dejado el LEP en el CERN. En 1998 comenzó la construcción del potente acelerador que llevó diez años terminarlo.

Es considerado uno de los experimento más complejos y costoso (7.5 billones de euros) contruídos por la humanidad. Está dotado de seis detectores diseñados cada uno con uno o varios propósitos experimentales: ATLAS (busca nueva física: dimensiones extras etc), CMS (buscaba el Higgs y señales de la materia oscura), ALICE ("huellas" del plasma quark-gluón que debió aparecer instantes después del Big Bang) y el LHCb (que intenta responder por qué la asimetría entre materia y antimateria en el Universo).

El bosón de Higgs es una partícula muy inestable, y decae muy rápidamente de ahí la dificultad en su detección. Su tiempo de vida es de zeptosegundos (10^{-22} s), su espín es cero, y su carga eléctrica es cero.

³ El Big Bang se considera como un "punto" infinitamente pequeño, denso y caliente que ha evolucionado en el tiempo hasta el Universo que conocemos, considerado frío y que continúa en expansión acelerada

Las evidencias halladas el 4 de Julio en el LHC son muy favorables a la existencia del Higgs pero se precisa cautela; la identificación total del bosón de Higgs presupone confirmar cada una de sus propiedades y esto requerirá un análisis de los datos que llevará algún tiempo todavía.

Puede que efectivamente, estemos en presencia de la partícula que completa el Modelo Standard, de manera que se cierre el modelo Standard pero podría resultar alguna otra partícula exótica y descubrirse alguna nueva física detrás de ella.

En cualquier caso la física de partículas tiene aún el desafío de explicar que es el 96 % de materia que compone el Universo, es decir, explicar la materia y la energía oscura ya que lo que conocemos no es más que un 4 %.

X. CONCLUSIONES

En este trabajo hemos pretendido explicar el rol del bosón de Higgs en el Modelo Standard y el ingenioso y elegante mecanismo de Higgs como herramienta para generar las masas de todas las partículas.

Estamos a la espera de comprobar si la "señal" hallada el 4 de Julio de 2012 es o no el bosón de Higgs. Cualquier respuesta podría ser interesante, incluso no descubrirlo para Stephen Hawking es mas excitante, pues implicaría que hay nueva Física por descubrir. Sin embargo al parecer el Higgs mostró su huella que cuidadosamente se debe comprobar. Pero aun confirmando su existencia nos queda mucha Física de Partículas por desarrollar. Responder que partículas tienen que ver con la materia y energía oscura es un desafío a enfrentar.

Un tema tan polémico como el costo del LHC en tiempos de crisis merece que nos detengamos a evaluar. Es el momento en que la aseveración de Abdus Salam: "la Física es la ciencia de la riqueza" se hace necesaria. La Física hay que desarrollarla toda, establecer preferencias de un área u otra es establecer una jerarquía que no tiene ningún sentido. Ella misma se encarga de extrapolar de una rama a otra los métodos, las ideas, los resultados y explicarnos el mundo. Este experimento complejo y costoso se pagará muy rápido. La Física de Altas Energías y los aceleradores traen consigo como subproductos muchísima tecnología aplicable a la ingeniería o a otras áreas de la Física. La Física Médica es una de las más beneficiadas, tanto las terapias como el diagnóstico. El logro ingenieril de haber desarrollado potentes y eficientes sistemas de enfriamiento servirá para su futura aplicación a la generación de energía fotovoltaica. No olvidemos además que un subproducto del experimento LEP en el CERN, fue la web en la que se basa la Internet que hoy todos conocemos. Esta vez se ha hecho necesario crear una red de computación (Computing Grid en inglés) del LHC que es una red de distribución diseñada para manejar la enorme cantidad de datos que serán producidos tras la colisiones, esperemos sus aplicaciones a la vida cotidiana en breve.

-
- [1] CMS collaboration. Khachatryan, V. Sirunyan, A.M. Tumasyan, A. Adam, W. Aguilo, E.Bergauer, T. Dragicevic, M. et al. (2012). Physics Letters B 716 (1): 30-61. arXiv:1207.7235.
 - [2] ATLAS collaboration, Abajyan, T., Abbott, B., Abdallah, J., Abdel Khalek, S., Abdelalim, A.A., Abidinov, O. Aben, R. et al. (2012). Physics Letters B 716 (1): 1-29. arXiv:1207.7214
 - [3] S.L. Glashow (1961). Nuclear Physics 22 (4): 579, S. Weinberg (1967). Physical Review Letters 19 (21): 1264-1266.
 - [4] P.W. Higgs (1964). Physical Review Letters 13 (16): 508-509. Englert, F. Brout, R. (1964). . Physical Review Letters 13 (9): 321. PhysRevLett.13.321. Guralnik, G.; Hagen, C.; Kibble, T. (1964). Physical Review Letters 13 (20): 585.
 - [5] Gell-Mann, Murray (1995). "The Quark and the Jaguar". Owl Books. ISBN 978-0-8050-7253-2.
 - [6] F.J. Hasert et al. Faissner, H., Krenz, W. Von Krogh, J., Lanske, D., Morfin, J., Schultze, K., Weerts, H. et al. (1973).
 - [7] F.J. Hasert et al., Kabe, S., Krenz, W., Von Krogh, J., Lanske, D., Morfin, J., Schultze, K., Weerts, H. et al. (1973).
 - [8] F.J. Hasert et al., Kabe, S., Krenz, W., Von Krogh, J., Lanske, D., Morfin, J., Schultze, K., Weerts, H. et al. (1974). Nuclear Physics B 73: 1. doi:10.1016/0550-3213(74)90038-8. Physics Letters B 46 121. doi:10.1016/0370-2693(73)90494-2.
 - [9] Greiner, Walter; Schäfer, Andreas (1994). Quantum Chromodynamics. Springer. ISBN 0-387-57103-5.
 - [10] Lillian Hoddeson and Adrienne Kolb arXiv:1110.0486.

Presentado: 31 de enero de 2013

Aprobado para publicación: 10 de febrero de 2013