"BOSÓN DE HIGGS: Justificación física", *por Alejandro R. Álvarez Silva*

Verdaderamente, habría que apellidar este bosón, no como lo hizo el premio nobel Leon Lederman, "la partícula de Dios", sino más bien, "la partícula de oro", si nos atenemos al descomunal esfuerzo "en presupuesto" realizado por gobiernos e instituciones científicas de medio mundo, al construir el mayor acelerador de partículas hasta el presente, el LHC (Large Hadron Collider). Es por ello por lo que irónicamente he rebautizado al bosón de Higgs como "partícula de oro" y no "divina", aunque a decir verdad ni el oro justificaría el fantástico despliegue de medios aportados en este proyecto… ¡por eso la denominación de Lederman encaja mejor con su presupuesto, más propio de la "divinidad"!

Bromas aparte, hay que decir que el bosón de Higgs no es más que una "etiqueta" o bandera sobre la que quiere acogerse la propia justificación de los fantásticos gastos en medios y personal realizados por el CERN para construir el engendro tecnológico que supone el LHC. Ahora bien, el avance que se espera obtener en investigación básica y aplicada (tan sólo hasta ahora), que incide directamente en las mismas fronteras de la Ciencia, sí justificaría este desembolso.

Pero ciñéndonos al tema, ¿cuál es en realidad la importancia de la búsqueda del bosón de Higgs?... El bosón de Higgs es una partícula que aparece en el modelo estándar de la física de partículas por la aplicación del llamado "mecanismo de Higgs". Así que, en realidad, la búsqueda del bosón de Higgs es la puesta en práctica de los experimentos necesarios para poner a prueba un elemento indispensable hoy en la teoría estándar denominada $SU(3)\otimes SU(2)\otimes U(1)$: el "mecanismo de Higgs". Los científicos Steven Weinberg y Abduz Salam fueron los primeros en aplicar este mecanismo a la ruptura espontánea de simetría electrodébil.

Pero no adelantemos acontecimientos.

La básica ecuación de Schrödinger de la mecánica cuántica, en su forma común:

$$[- \hbar^2/2m\, \nabla^2 + V(\mathbf{r})\,]\, \psi\, (\mathbf{r},t) = i\, \hbar\, \partial\psi/\partial t\ \ (\mathbf{r},t) \qquad (1)$$

(donde ψ es la función de onda de una partícula, m su masa y V su energía potencial)

tiene dos inconvenientes en su aplicación a la QFT (Quantum Field Theory) o teoría cuántica de campos (la teoría cuántica del campo electromagnético es la conocida electrodinámica cuántica, de extraordinaria precisión, desarrollada en los años 20 y 50 por Dirac, Fock, Pauli, Tomonaga, Schwinger, Feynman y Dyson):

1. No es relativista, pues descuida la posibilidad de "crear" o "destruir" partículas dinámicamente, algo que para la famosa relación masa-energía de Einstein ($E=mc^2$) es crucial –por ejemplo, un electrón y un positrón pueden aniquilarse para crear fotones.
2. Se complica grandemente, hasta llegar a ser irresoluble, cuando se aplica a una gran cantidad de partículas. Y es que las partículas mecánico-cuánticas de la misma especie son indistinguibles, puesto que la función de onda del conjunto

entero debe ser simétrica (bosones –fotón, etc.) o antisimétrica (fermiones –electrón, etc.) cuando las coordenadas de sus partículas se intercambian.

Por ejemplo, la función de onda general de un conjunto de N bosones se escribe:

$\Phi(r_1, r_2,\ldots\ldots,r_N)= 1/ \sqrt{N!} \sum_p \Phi_{p(1)}(r_1)\ldots\ldots\ldots\Phi_{p(N)}(r_N)$ (2)

r_i son las coordenadas de la partícula –i-ésima.
Φ_i la función de onda de cada partícula.

Que es una suma (N factorial) N! de términos distintos, que con el aumento de N se hace inmanejable.

Respecto a (1), para hacerla invariante respecto a la transformación relativista de Lorentz, se toma:

$\Psi(t, \mathbf{r})= \exp(i\mathbf{kr}-iw(\mathbf{k})t)$ donde (relación de Broglie) $\mathbf{p}= \hbar\mathbf{k}$ (3)

Con esto, y determinando la frecuencia $w(\mathbf{k})$ por la condición de que la velocidad de grupo coincida con la velocidad observada de la partícula, se llega a la ecuación cuántica relativista más sencilla, KGB o ecuación Klein-Gordon-Fock:

$(\partial^2+m^2c^2/\hbar^2)\ \psi\ (t,\mathbf{r})=0$ (4)

El procedimiento por el que los campos cuánticos se construyen a partir de partículas individuales fue introducido por Dirac y se conoce como <u>segunda cuantización</u>.

El campo cuántico aquí referido no es el de la dualidad onda-partícula (entidades que poseen propiedad de onda y partícula puntual a la vez, y que no se localizan en un punto dado, sino que simplemente tienen cierta probabilidad de ser encontradas en cada partícula en el espacio), sino que este "campo" es una entidad que existe en cada punto en el espacio, y que regula la <u>creación</u> y <u>aniquilación</u> de las partículas. Y como todo sistema cuántico, un campo cuántico posee un hamiltoniano **H** (concepto ligado a la energía total), que obedece a "la ecuación de Schrödinger usual" –otra forma de (1)-:

$\mathbf{H}\ |\ \psi\ (t) \rangle = i\ \hbar\ \partial/\partial t\ \ |\ \psi\ (t) \rangle$ (5)

Pero la teoría del campo cuántica es formulada muy a menudo en términos de lo que se llama un "lagrangiano", técnicamente debido a lo que se denomina "covariancia explícita". Pero las formulaciones tanto lagrangianas como hamiltonianas se toman como equivalentes.

Así que el formalismo matemático denominado segunda cuantización se emplea para estudiar tanto los sistemas de muchas partículas idénticas con interacciones arbitrarias, como la teoría cuántica de campos. Sabemos que el teorema espín-estadística establece relaciones de conmutación que clasifican a las partículas en bosones y fermiones.

Si $|\ \psi \rangle$ es la función de onda para una partícula, con la segunda cuantización pasaría a ser un operador no-hermítico (*) $\boldsymbol{\psi}$ que actúa sobre un estado del espacio-tiempo, como por ejemplo el que representa el vacío $|\ 0 \rangle$. La actuación del operador sobre dicho estado representa el estado del espacio-tiempo una vez se ha creado una partícula con esta función de onda $|\ \psi\ \rangle$ habiendo dejado de ser el espacio vacío:

$\boldsymbol{\psi}^{\dagger} |\, 0 \,\rangle = |\, \psi \,\rangle$

Así se interpreta que $\boldsymbol{\psi}^{\dagger}$ "crea" una partícula en el mencionado estado. Su operador adjunto $\boldsymbol{\psi}$ "destruiría" dicha partícula (o equivalentemente crearía una antipartícula). Si $|\, 1 \,\rangle$ denota un estado con una partícula del tipo correcto entonces:

$\boldsymbol{\Psi}\ |\, 1 \,\rangle = |\, 0 \,\rangle$

…………………………………………………………………………………………

*Un operador hermítico (definido sobre un espacio de Hilbert –generalización del concepto de espacio euclídeo-) es un operador lineal que, sobre cierto dominio, coincide con su propio operador adjunto y tiene la propiedad de que sus autovalores son siempre números reales. (Si el espacio de Hilbert es de dimensión finita todo operador hermítico es además autoadjunto, y viene dado por una matriz semítica y diagonizable).

Una matriz es hermética o autoadjunta cuando es igual a su propia adjunta y antihermítica cuando es igual a su traspuesta conjugada multiplicada por -1. Y en espacios vectoriales reales, las matrices hermíticas coinciden con las matrices simétricas y las antihermíticas con las antisimétricas.

En la formulación de la mecánica cuántica de Dirac-von Newmann, los posibles valores de los observables físicos o magnitudes físicas, son los autovalores de ciertos operadores que representan la magnitud física, así que para que un operador pueda interpretarse como una magnitud físicamente medible requiere que sus autovalores sean números reales, condición garantizada si los observables se representan por operadores herméticos.

Y la consecuencia más importante de que un operador hermítico sea además autoadjunto es que entonces se le puede aplicar el teorema de descomposición espectral.

Todos los operadores importantes de la mecánica cuántica como la posición, el momento, el momento angular, la energía o el espín se representan como operadores autoadjuntos en un dominio denso del espacio de Hilbert $L^2\ (\mathbb{R}^3)$.

Como dijimos, el operador hamiltoniano, definido por:

$$\hat{\mathbf{H}}\ \psi = -\ \hbar^2/2m\ \ \Delta\ \psi + V\ \psi \qquad (6)$$

es un observable correspondiente a la energía total de una partícula de masa m en un campo de potencial V.

……………………………………………………………………………………………..

Las ecuaciones de onda relativistas para una partícula son:

- Ecuación de Klein-Gordon para partículas sin espín, que en el límite no relativista, como hemos visto, se reduce a la ecuación de Schrödinger.
- Ecuación de Dirac para partículas de espín ½ (electrón, etc.), que en el límite no relativista se reduce a la ecuación de Schrödinger-Pauli. (Asociada a la invariancia respecto a la paridad-helicidad no fija):

  $$i \hbar \dot{\psi} = i \hbar c \alpha \ \nabla \psi + mc^2 \beta \psi$$

  siendo ψ un "bispinor" (en realidad dos fórmulas con dos spinores distintos –partículas y antipartículas-), con las matrices de Dirac 4x4:

  $$\alpha = \begin{pmatrix} 0^{\sigma} & {}^{0} \\ 0 & \sigma \end{pmatrix} \qquad , \qquad \beta = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

- Ecuación de Rarita- Schwinger para partículas de espín 3/2.

Los operadores del campo pueden ser construidos aplicando la transformación de Fourier a los operadores de creación y aniquilación. Por ejemplo, el operador de aniquilación del campo bosónico es:

$$\Phi(\mathbf{r}) \equiv \sum_i e^{iki.r} a_i$$

El hamiltoniano escrito en términos de los operadores de creación y aniquilación, o los operadores de campo queda:

$$\mathbf{H} = \sum_k E_k a_k^{\dagger} a_k$$

que describe un campo de bosones (que no interactúan) libres, donde E_k es la energía cinética del k-ésimo modo del momento

Las teorías extensamente aceptadas del modelo estándar son teorías de campo de gauge, que es un tipo de teoría cuántica de campos basada en el hecho de que la interacción entre fermiones puede ser vista como el resultado de introducir transformaciones "locales" pertenecientes al grupo de simetría interna en el que se base la teoría gauge, simetría interna abstracta conocida como invariancia de gauge. En el lenguaje matemático se inscriben en la geometría diferencial, e involucran transformaciones gauge o transformación de algún grado de libertad interno, que no modifica ninguna propiedad observable física.

Como ejemplo, el campo electromagnético es un campo de gauge que describe el modo de interactuar de fermiones dotados de carga eléctrica.

La invariancia gauge significa que el lagrangiano que describe el campo es invariante bajo la acción de un grupo de Lie (una variedad diferenciable real o compleja que es también un grupo tal que las operaciones de grupo –multiplicación e inversión- son funciones analíticas. Los grupos de Lie son importantes para estudiar simetrías de ecuaciones diferenciales. El espacio euclídeo $\mathbf{R}^n$ es un grupo de Lie real con la adición ordinaria de vectores como operación de grupo. Otro ejemplo es el grupo SO(3) de todas las rotaciones en el espacio de 3 dimensiones –grupos de matrices inversibles con la multiplicación de matrices-) que actúa sobre las componentes de los campos.

Para formular una teoría de campo gauge es necesario que la dinámica de los campos fermiónicos de la teoría venga descrita por un lagrangiano que tenga alguna simetría interna "local" dada por un grupo de Lie, llamado grupo de transformaciones de gauge. Al "rotar" algo en cierta región (se usa el término "rotar" porque los grupos de gauge más frecuentes son SU(2) y SU(3) que son generalizaciones del grupo de rotaciones ordinarias), no determina cómo los objetos rotan en otras regiones (no se modifica ninguna propiedad observable física).

La idea para explicar la existencia de las otras interacciones, además de la electromagnética, es una generalización de la invariancia gauge a las partículas que tienen varios estados internos a = 1,2,…., N. Su función de onda será la que satisfaga la ecuación de Schrödinger:

$$i\, \hbar\, c\, \partial_o\, (t,r) = -(\hbar^2/2m)\, \nabla^2\, \psi_a\, (t,r) \qquad (7)$$

con la notación relativista $\partial_o = (1/c)\, \partial/\partial t$.

Se demuestra que la teoría de una partícula con N estados internos con la ecuación de Schrödinger anterior es invariante respecto a las transformaciones de la función de onda $\psi = \{\psi_a\}$ por matrices U unitarias N×N constantes cualesquiera. Matemáticamente tales transformaciones forman el grupo U(N) global, que incluyen como caso particular las transformaciones consistentes en multiplicar cada componente por el mismo factor de fase $\exp(i\, \alpha)$, que sirven para introducir la interacción electromagnética; se denominan abelianas y son muy sencillas. Cuando aparecen estados internos, o sea, cuando $N>1$, estamos ante transformaciones no abelianas SU(N), de las que hay que excluir las anteriores abelianas, es decir, las diagonales con todos los elementos iguales a $\exp\, (i\, \alpha)$.

Para hacer la ecuación de Schrödinger invariante, suponemos que la partícula interacciona con cierto campo externo análogo al campo electromagnético, compuesto por el escalar $\beta_o\, (t,\mathbf{r})$ y el vectorial $\beta\, (t,\mathbf{r})$ unidos en un 4-vector relativista $\beta_\mu\, (t,\mathbf{r})$, μ = 0,1,2,3 que experimenta la transformación gauge precisamente de tal forma que compensa el cambio producido en la ecuación de Schrödinger, que se transforma en:

$$i\, \hbar\, c\, (\partial_o + ig\, \beta_o\, (t,\mathbf{r}))\, \psi = -(\hbar^2/2m)\, (\nabla + ig\, \beta\, (t,\mathbf{r}))^2\, \psi \qquad (8)$$

con la constante de acoplamiento g análoga a la carga eléctrica.

El factor i se ha separado para que el campo de β se presente como una matriz hermética: la componente β_o se añade al hamiltoniano y la β al momento, que son operadores herméticos.

Haciendo la transformación del campo β:

$$\beta' = U\, \beta\, U^{-1} - (1/g)\, U\, (\partial U^{-1}) \qquad (9)$$

y tomando $\psi' = U\, \psi$

se tiene:

$$i \hbar c (\partial_o + ig \beta_o') \psi' = - (\hbar^2/2m) (\nabla + ig \beta')^2 \psi' \qquad (10)$$

O sea, (8) y (10) se identifican, es decir, se ha conseguido la invariancia de la ecuación de Schrödinger bajo las transformaciones SU(N) locales a costa de introducir un campo matricial β con la transformación gauge apropiadamente ajustada en relación con la transformación de la función de onda.

La ecuación de movimiento para el campo gauge β debe poseer la invariancia relativista y la invariancia gauge bajo la transformación (9), además debe ser compatible con la ecuación de Schrödinger para la función de onda de la partícula. El método adecuado es el de Lagrange. En vez de escribir las ecuaciones para cada componente por separado y ver su compatibilidad, se construye una <u>funcional</u> que depende de todas las variables del sistema, la <u>acción</u>, y se busca un <u>extremo (el mínimo)</u>.

El mínimo se realiza cuando las variables satisfacen ciertas ecuaciones que son automáticamente compatibles y que son precisamente las ecuaciones del movimiento buscadas. Más aún, si queremos que las ecuaciones posean alguna <u>simetría</u>, basta exigir que la tenga la <u>acción</u>, y así tendremos la invariancia deseada.

La ecuación definitiva para el campo gauge β resulta:

$$\partial^2 \beta_\mu - \partial_\mu (\partial\beta) = j_\mu + J_\mu \qquad (11)$$

donde en la parte derecha las corrientes (j) provienen tanto de la partícula (j_μ) con los estados internos, como del propio campo gauge (J_μ). Por consiguiente, a diferencia del campo electromagnético, el campo gauge no abeliano interacciona consigo mismo.

Con la interacción ($g \neq 0$), entonces, el campo gauge no abeliano se distingue del electromagnético en dos aspectos claves. Uno, en que interacciona consigo mismo, por poseer una carga no trivial respecto a la interacción. Y dos, por su modo de interacción con las distintas partículas.

Se postula que la interacción débil (hay cuatro interacciones: gravitatoria, electromagnética, débil y fuerte) posee la invariancia SU(2) respecto a las transformaciones unitarias con determinante unidad del doblete:

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$$ neutrinos y electrones de izquierda.

Podemos considerar sus dos estados ν_L y e_L como correspondientes a los dos valores posibles, +1/2 y -1/2, de una magnitud análoga a la proyección del espín ordinario y del isospin para el protón y el neutrón, que se refiere a los estados internos del doblete de izquierda. Esa magnitud se llama isospin débil I_w, o sencillamente I, porque aquí no vamos a hablar del isospin ordinario. Esta simetría SU(2) se llama por eso la simetría del isospin débil $SU_I(2)$. Se supone que dicha simetría es local. Por eso se introduce el campo gauge W correspondiente, una matriz 2×2 hermítica con la traza igual a cero, que interacciona con el doblete ψ_L y consigo mismo.

El electrón de derecha no cambia bajo las transformaciones del isospin débil SU(2), tiene I = 0. Por consiguiente, no toma parte alguna en la interacción con W.

Esta es la demostración de que no podemos limitarnos tan solo a las transformaciones SU(2), sino que hay que introducir además transformaciones de fase análogas a las electromagnéticas, abelianas, que forman un grupo U(1) llamado grupo de hipergarga Y. La simetría total de la teoría primaria es por tanto $SU_1(2)\otimes U_y(1)$.

El electrón de derecha e_R tiene la misma carga que el izquierdo y sus transformaciones deben ser idénticas. Pero el de derecha se transforma sólo por la hipergarga

La simetría U(1) de hipergarga también se supone local, y así se introduce el campo gauge correspondiente C, análogo al electromagnético, que interacciona con la hipercarga de las partículas, o sea, tanto con ψ_L como con e_R.

Así queda construida la teoría inicial con la simetría exacta. La función de Lagrange es la suma de cuatro términos:

$$£ = £_L+£_R+£_w+£_C \qquad (12)$$

La parte $£_L$ describe los leptones de izquierda y sus interacciones con W y C:

$$£_L = \psi_L^* \,(i\alpha, \partial+ig_LW+ig_Y\, C/\, 2^{½})\ \psi_L \qquad (13)$$

α = {1, α} son matrices de Dirac. Los campos W y C 4-vectores relativistas, igual que ∂.

$£_R$ describe el electrón de derecha y su interacción con el campo C:

$$£_R = e_R^* \,(i\alpha, \partial+ig_Y\, C/\, 2^{½})\ e_R \qquad (14)$$

Las partes $£_w$ y $£_C$ describen los propios campos gauge:

$$£_w = -(1/4)\, T_r\, F^2 \qquad , \quad £_C = -(1/4)\, G^2 \qquad (15)$$

Donde:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu + ig_L\,(W_\mu\, ,\, W_\nu)$$
$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu C_\nu - \partial_\nu C_\mu \qquad \mu\, ,\, \nu = 0,1,2,3 \qquad (16)$$

Por tanto el campo W interacciona consigo mismo y el C no interacciona.

Formando la acción completa:

$$a = \int d^4x\, £ \qquad (17)$$

Y buscando su extremo se encuentran las ecuaciones del movimiento para todas las funciones ψ_L, e_R, W y C. Por ejemplo para ψ_L resulta la ecuación:

$$(i\alpha, \partial+ig_+W+ig_Y\, C/2^{½})\ \psi_L = 0 \qquad (18)$$

que es la ecuación de Dirac con la masa nula y con la interacción con los campos W y C. Asimismo para el e_R:

$$(i\alpha, \partial + ig_Y\, C/2^{½})\, e_R = 0 \qquad (19)$$

que es también la ecuación de Dirac con la masa nula y con la interacción con el campo C. Vemos que la simetría intacta corresponde a las masas de leptones iguales a cero. No es un hecho fortuito. La masa en la ecuación de Dirac mezcla las dos partículas de izquierda y derecha.

Volviendo a los campos gauge W y C, sabemos que satisfacen las ecuaciones del movimiento (11), que son las ecuaciones de Maxwell con las fuentes proporcionadas por los leptones y por el propio campo W. Después de la cuantización los campos W y C describen cuatro bosones gauge en total, con la masa nula todos ellos.

Los elementos de la matriz W son: W^- que describe partículas cargadas negativamente como el electrón; W^+ que describe sus antipartículas cargadas positivamente, como el positrón; y las componentes diagonales que son reales y describen partículas neutras $W_0/2^{½}$, con la traza nula. Así:

$$W = \begin{vmatrix} W_0/2^{½} & W^+ \\ W^- & -W_0/2^{½} \end{vmatrix} \qquad (20)$$

El campo C es real y describe partículas C^0 neutras, como los fotones.

La interacción entre el doblete ψ_L y los campos W y C se describen por el término en la función de Lagrange:

$$\psi_L^* \,(ig_L W + ig_\nu\, C/2^{½}, i\alpha)\; \psi_L \qquad (21)$$

que se escribe a través de los campos con la carga definida como:

$$ig_L\, ((CW^+, \nu_i^*\, \alpha e_L) + (W^-, e_L^* i\, \alpha\nu)) + (i/2^{½})\, ((g_L W^0, (\nu_i^*\, \alpha\nu - e_L^*\, i\alpha\, e_L)) + (g_Y C, (\nu^*\, i\alpha\nu + e_L^*\, i\alpha\, e_L)) \qquad (22)$$

después de la cuantización, en términos de creación y aniquilación de partículas. El primer término corresponde a los procesos con desaparición de la carga del leptón:

$$e \Rightarrow W^- + \gamma \quad , \quad e + W^+ \Rightarrow \gamma \qquad (23)$$

y los análogos con las antipartículas. El segundo describe los procesos donde, por el contrario, el neutrino pasa al leptón cargado:

$$\gamma \Rightarrow e + W^+ \quad , \quad \gamma + W^- \Rightarrow e \qquad (24)$$

y los dos análogos con las antipartículas. Los últimos términos de (22) son similares a los que tenemos en la interacción electromagnética: describen la emisión o absorción de W^0 o C^0 por neutrinos o electrones de izquierda más los procesos de aniquilación y creación de pares $\nu\nu^-$ o $e_L\, e_L^+$.

El electrón de derecha toma parte sólo en la interacción en C.
Las reacciones (23) y (24) corresponden plenamente a la interacción débil observada. Pero por ahora las masas de todas las partículas son nulas y no se ha distinguido ninguna interacción que pueda jugar el papel de la electromagnética, con la conservación de la paridad.

MECANISMO DE HIGGS

Para romper la simetría $SU_L(2)\otimes U_Y(1)$ se introduce un nuevo campo χ , llamado campo de Higgs, que también toma parte en ambas interacciones con W y C. Este campo de Higgs es un campo escalar, con el espín cero, por lo que su ecuación del movimiento libre es la de Klein-Gordon-Fock. Forma un doblete respecto al grupo $SU_I(2)$ igual que ψ_L:

$$\chi = \begin{vmatrix} \chi^+ \\ \\ \chi^0 \end{vmatrix} \qquad (25)$$

Como vemos, las componentes tienen la carga eléctrica algo distinta de las ψ_L: la de arriba carga positiva y la de abajo neutra.

Se supone que el campo de Higgs además de interaccionar con los campos gauge W y C, obligatoria por la invariancia respecto a las transformaciones $SU(2)\otimes U(1)$ locales, puede tener una interacción directa con los leptones y consigo mismo, permitida por la teoría. Se observa que, sin violar ésta, pueden incluirse los siguientes términos en la función de Lagrange:

$\lambda\, \chi^* e_R^* \psi_L$, $\lambda\, \psi_L^* e_R\, \chi$, $\mathbf{V}(\chi^* \chi)$, donde V es una función arbitraria.

De esta forma en la función de Lagrange (12) se añade:

$$£_x = \chi^* (\partial + ig_I\, \beta - ig_Y\, C/2^{½})^2 \chi + \lambda\, (\chi^* e_R^*\, \beta\, \psi_L + \psi_L^*\, \beta e_R\, \chi) + V(\chi^* \chi) \qquad (26)$$

donde las matrices β garantizan la invariancia Lorentz.

Entonces, ¿Cuántas partículas Higgs se han introducido? Según (25), parece que cuatro: dos cargadas $\chi^{\pm}$ y dos neutras χ^0 y X^o que corresponden a los cuatro campos reales contenidos en (25) después de la cuantización.

Como esta invariante gauge es bastante extensa, la posibilidad de hacer transformaciones $SU(2)\otimes U(1)$ con matrices y fases dependientes de x sin cambiar el contenido físico de la teoría significa que hay variables redundantes en ella. Aplicando transformaciones $SU(2)\otimes U(1)$ podemos fijar algunos de los campos iguales a cero, reduciendo así su número. Por eso el número de partículas físicas en las teorías gauge es en realidad menor que el número total de campos.

Aplicando transformaciones $SU(2)\otimes U(1)$ que contienen cuatro funciones arbitrarias, podemos simplificar la estructura del doblete de Higgs. No podemos anular todos sus componentes porque el producto escalar $\chi^* \chi$ es invariante bajo SU(2)⊗U(1). La estructura más sencilla de χ que podemos conseguir es:

$$\chi \begin{vmatrix} 0 \\ \chi^0 \end{vmatrix} \qquad \text{con } \chi^0 \text{ real y } \chi^* \chi = (\chi^0)^2$$

Así que podemos escoger el campo de Higgs con una sola componente real χ^0 que después de la cuantización corresponde a una sola partícula neutra nueva.

La importancia del campo de Higgs es que nos sirve para <u>romper</u> la simetría SU(2)⊗U(1) <u>necesaria</u> para ajustar la teoría a la realidad. Ello se realiza al suponer que el vacío físico está lleno de partículas de Higgs (neutras) con una densidad constante y distinta de cero en todo el espacio, lo que significa que en el vacío la función de onda χ^0 toma un valor $\chi^0 = \nu$ constante y distinto de cero.

La ecuación del movimiento del campo de Higgs se obtendrá al <u>variar la acción</u> respecto a χ^*.

De (26) se tiene:

$$(\partial + ig_I \beta - ig_Y C/2^{1/2})^2 \chi + \lambda e_R^* \beta \psi_L + \chi V'(\chi^* \chi) = 0 \qquad (27)$$

Tanto la interacción electromagnética como la débil son débiles. Suponiendo que la interacción del campo de Higgs con los leptones es también débil, despreciamos todos estos términos en una primera aproximación.

La solución que corresponde al vacío no puede depender de las coordenadas ni del tiempo, por eso las derivadas tampoco contribuyen, así que nos queda al final la ecuación para χ^0:

$$\chi^0 V'(\chi^0)^2 = 0 \qquad (28)$$

Esta ecuación siempre tiene la solución trivial $\chi^0 = 0$, que corresponde a la situación normal, cuando en el vacío no hay ninguna partícula (clásicamente). Pero se observa de (28) que pueden existir otras soluciones, distintas de cero, si el potencial tiene una forma como el de la Fig.1.

La teoría unificada electrodébil parte de la suposición de que la interacción del campo de Higgs posee de hecho esta propiedad, y el campo de Higgs en el vacío toma un valor distinto de cero:

$$W = \begin{vmatrix} 0 \\ \nu \end{vmatrix} \qquad (29)$$

Se observa en seguida que al fijar un valor de χ en el vacío distinto de cero, la simetría global SU(2)⊗U(1) queda rota. En efecto, cualquier transformación de χ con matrices constantes de SU(2) o fases constantes de U(1) va a cambiar el valor de W y conduce por tanto a una nueva teoría.

El campo físico χ' que percibe el experimentador es la diferencia entre el χ y su valor en el vacío, $\chi' = \chi - W$. El contenido físico de la teoría después de la rotura de la simetría se manifiesta al sustituir en todas las expresiones del campo χ primario (no observable), por el no observable χ' según:

$$\chi = \chi' + W \qquad (30)$$

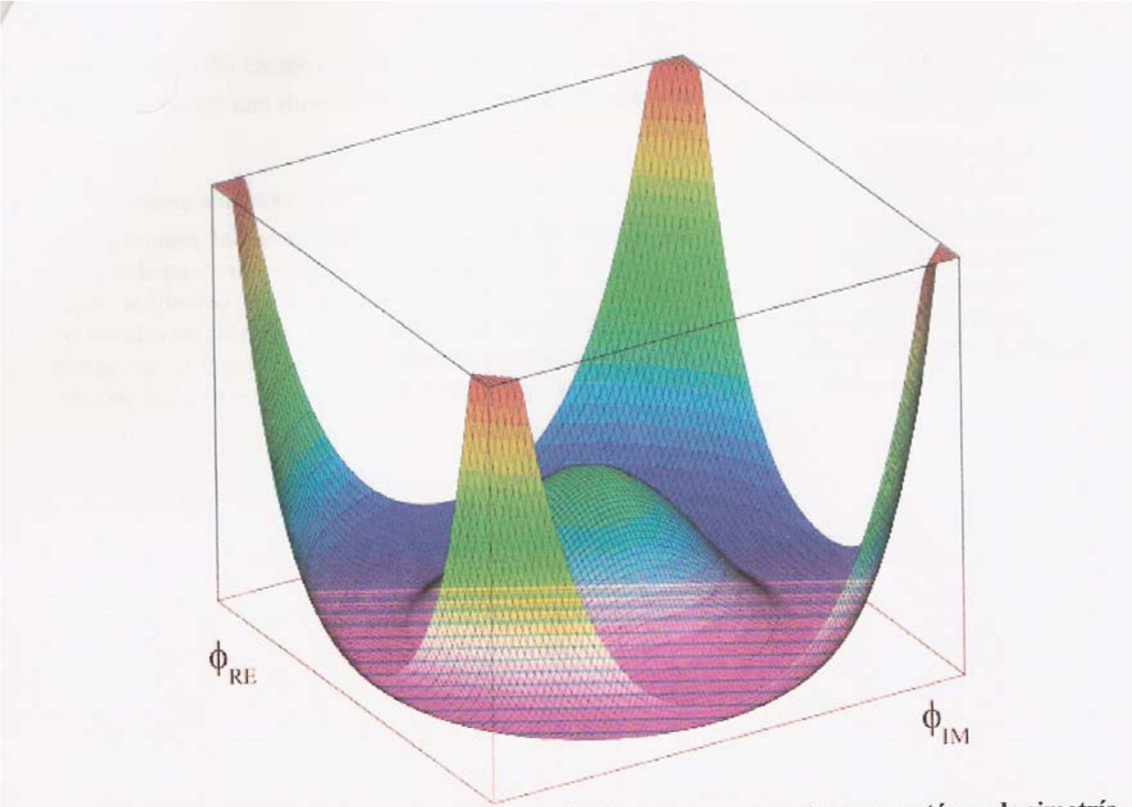

Figura 1: Potencial de doble pozo en una teoría de campos con ruptura espontánea de simetría.

En varios de los términos de la función de Lagrange total aparece entonces el campo constante W, con la forma explícita (29). Hace el papel de campo externo que rompe la simetría inicial, similar al campo magnético a lo largo del eje z en el ejemplo de la simetría rotacional.

A continuación estudiaremos el efecto de estos términos sobre el comportamiento de los campos gauge y los leptones.

Sustituyendo (30) en el primer término de (26), y separando la parte cuadrática en W, encontramos la contribución:

$$W^* (g_I \beta - g_Y C/2^{1/2})^2 W \qquad (31)$$

Que en términos de los campos gauge con la carga definida en (20) se escribe como:

$$\nu^2 g_L^{\,2} W^+ W^- + (1/2)\gamma^2 (g_i W^0 + g_Y C^0)^2 \qquad (32)$$

Que es cuadrática en los campos igual que la parte de la función de Lagrange que describía los campos gauge libres antes de la rotura de la simetría (15):

$$- (1/4)\ \mathrm{Tr}\ (F^0)^2\ - (1/4)\ G^2 \qquad (33)$$

donde el tensor F^0 representa la parte libre del tensor completo de los campos W y es lineal en W:

$$F_{\mu\nu}{}^0 = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu \equiv (\partial \times W)_{\mu\nu} \qquad \mu, \nu = 0,1,2,3 \qquad (34)$$

En términos de los campos con la carga definida la función de Lagrange libre con la simetría intacta era:

$$- (1/2)\ (\partial \times W^+)\ (\partial \times W^-) - (1/4)\ (\partial \times W^0)^2 - (1/4)\ (\partial \times C)^2 \qquad (35)$$

La presencia de las partículas de Higgs en el vacío le añade el término adicional (32), y por tanto cambia el comportamiento de los campos gauge libres.

En este caso, al tomar la derivada variacional de la acción en W^-, el término adicional (32) proporciona una nueva contribución igual a $v^2\, g_L{}^2\, W^+$, con lo que la ecuación de movimiento (11), que era $\partial^2\, \beta\mu - \partial_\mu\, (\partial\beta) = j_\mu + J_\mu$ se transforma en:

$$\partial^2\, W_\mu{}^+ - \partial_\mu\, (\partial\, W^+) + v^2\, g_L{}^2\, W^+ = j^+ + J^+ \qquad (36)$$

donde hemos designado por j^+ y J^+ las componentes de las fuerzas matriciales j y J (con la carga +e) que proceden de los leptones más las partículas Higgs y de las propias partículas W, respectivamente. El campo W^+ libre (con $j^+ = J^+ = 0$) en el gauge transversal, donde la divergencia 4-dimensional es cero, $\partial W^+ = 0$, satisface la ecuación de Klein-Gordon-Fock (4), que aquí es:

$$(\partial^2 + v^2\, g_L{}^2)\, W^+ = 0 \qquad (37)$$

Por lo tanto, después de la cuantización los cuantos correspondientes (partículas $W^\pm$) <u>adquieren una masa distinta de cero</u>, y determinada por el valor de v:

$$m_W{}^2 = v^2\, g_L{}^2 \qquad (38)$$

<u>Recalcamos</u>: La presencia de las partículas de Higgs en el vacío ha cambiado radicalmente las propiedades de las partículas $W^\pm$: <u>Su masa ha dejado de ser nula</u>. Este fenómeno ("<u>mecanismo de Higgs</u>") es debido a la interacción de los campos $W^\pm$ con las partículas de Higgs en el vacío.

Para los campos neutros W^0 y C, se obtiene que los cuantos del campo, llamados ahora partículas neutras Z^0, adquieren una masa determinada según:

$$m_z{}^2 = \gamma^2\, (g_L{}^2 + g_Y{}^2) \qquad (39)$$

que es mayor que la masa del $W^\pm$ debido a la interacción con la hipercarga g_Y.

Aparece otro campo A, cuyo cuanto no tiene masa, pues no se ve ningún término adicional que depende de A. Sería el campo electromagnético, cuya partícula correspondiente es el fotón.

También las propiedades de los leptones libres cambian al romper la simetría. Haciendo $\chi = \chi' + W$ en la parte de (26) que describe su interacción con las partículas de Higgs, obtenemos un término cuadrático en las funciones de onda de los leptones:

$$\lambda\,(W^* e_R^*\,\beta\,\psi_L + \psi_L^*\,\beta\,e_R W) = \lambda\nu\,(e_R^*\,\beta\,e_L + e_L^*\,\beta\,e_R) \qquad (40)$$

que después de la variación de la acción respecto a e_L^* y e_R^* va a añadir a la parte izquierda en la ecuación de Dirac (18) el término $\lambda\nu\, e_R$ y en (19) el término $\lambda\nu\, e_L$. Son precisamente los términos que corresponden a una partícula relativista con el espín ½ y la masa

$$m_e = \lambda\nu \qquad (41)$$

Por consiguiente, con la simetría rota el electrón deja de tener masa nula haciéndose pesado. Su masa queda determinada por el valor de ν del campo de Higgs en el vacío (que se ha calculado en 246 GeV), por un lado, y por la constante de acoplamiento directo λ entre los leptones y el campo de Higgs. El neutrino no aparece en el término adicional (40) y se queda sin masa.

Concluimos, pues, que tras la ruptura de la simetría original $SU(2)\otimes U(1)$ la teoría adquiere todas las propiedades requeridas por los hechos experimentales: las partículas mediadoras de la interacción con el campo de Higgs, y el restablecimiento de la invariancia respecto a la paridad en la parte electromagnética.

Esta teoría contiene 4 parámetros: las constantes de acoplamiento g_i, g_Y y λ, y la densidad de las partículas de Higgs en el vacío ν^2. Tres de ellas se determinan a partir de los valores observados de la carga y masa del electrón y de la intensidad de la interacción débil establecida en reacciones como la desintegración del neutrón y el muón.

Queda como constante nueva, el denominado ángulo de Weinberg, que se define por:

$$\text{Sen}\,\theta_W = g_Y/(g_L^2+g_Y^2)^{1/2} \qquad (42)$$

De (38) y (39), la relación entre las masas de $W^{\pm}$ y Z^0 se expresa directamente a través de θ_W:

$$m_z = m_W/\cos\theta_W \qquad (43)$$

La existencia del bosón gauge neutro pesado Z^0 significa que entre las partículas hay una interacción parecida a la electromagnética, pero débil, de muy corto alcance y que no conserva la paridad.

Con todos los parámetros establecidos, las masas de los bosones gauge $W^{\pm}$ y Z^0 quedan fijadas a los valores m_W =80 GeV/c^2, m_z =91 GeV/c^2. Esta predicción teórica fue confirmada en los aceleradores de partículas en el año 1987, siendo un éxito espectacular de la teoría electrodébil unificada.

La interacción electrodébil de los quarks (constituyentes básicos del núcleo atómico) se construye de la misma forma que para los leptones, separando los quarks en sus componentes de izquierda, que forman dobletes respecto a las transformaciones $SU_L(2)$, y de derecha, que son singletes y no interaccionan con el campo W. La única peculiaridad aparece en la interacción directa de los quarks con el campo de Higgs. La interacción del campo de Higgs con los quarks puede cambiar sus sabores.

Volvemos a recalcar que la teoría electrodébil está basada en el fenómeno de la rotura de la simetría realizado por el campo de Higgs. Por tanto, para esa teoría es fundamental que la partícula de Higgs correspondiente exista, pero hay pocas indicaciones dentro de la propia teoría respecto a su posible masa.

La teoría de la interacción fuerte se basa también en una simetría tipo gauge respecto a transformaciones SU(N) locales. Como los quarks no pueden hacerse libres debido a que las fuerzas entre ellos crecen con la distancia, este hecho sugiere que el alcance de la interacción fuerte primaria debe ser largo y que el campo gauge debe interaccionar consigo mismo para que estas fuerzas resulten distintas de las de Coulomb electrostáticas. Por ello la simetría gauge debe ser no abeliana, lo que implica $N>1$, y no debe ser rota, a diferencia de la interacción débil.

En esta interacción fuerte se llega finalmente a la simetría gauge SU(3) de color, que forma la base de la teoría llamada cromodinámica. La invariancia gauge SU(3) introduce el campo gauge correspondiente G, una matriz hermética 3×3, que se llama campo gluónico.

Las partículas que aparecen después de la cuantización son 8 gluones, que tienen las mismas propiedades que el fotón: masa nula y espín unidad.

Con esta última aportación el modelo estándar se denomina $SU(3)\otimes SU(2)\otimes U(1)$.

El estudio más preciso de las medidas realizadas hasta el presente permite concluir que el bosón masivo de Higgs del modelo estándar tiene una magnitud mayor de 144 Gev, con un 95% de nivel de confianza. Por supuesto que se están realizando enormes esfuerzos para confirmar o desmentir la existencia de este bosón, como en ciertos experimentos del Tevatrón en el Fermilab, aparte del LHC ya citado.

De cualquier forma, desde los años en que se propuso el bosón de Higgs, han existido muchos mecanismos alternativos al mecanismo de Higgs, que en general usan una dinámica que interactúa fuertemente para producir un valor esperado del vacío que rompa la simetría electrodébil. Algunos de ellos son:

- Technicolor, que es la clase de modelo que intenta imitar la dinámica de la fuerza fuerte como camino para romper la simetría electrodébil.
- Modelo de Abbott-Farhi de composición de los bosones de vectores W y Z.
- Condensado quark arriba.

Para terminar, decir que si la masa del bosón de Higgs está entre 115 y 180 GeV, entonces el modelo estándar puede ser válido a todas las escalas energéticas hasta la escala de Planck (10^{16} TeV).

REFERENCIAS:

Wikipedia (Bosón de Higgs, Teoría de campo de gauge, Grupo unitario, Operador hermitiano, Grupo de Lie, Estado de Fock, Espacio de Hilbert y Teoría cuántica de campos).

La bella teoría.blogspot.com. (El mecanismo de Higgs: la creación de la masa del Universo).

Física Cuántica. Joaquín Sánchez Guillén y Mijail A. Braum.