

# Peter Higgs y su memorable contribución a la física de partículas

BRYAN LARIOS

Universidad Nacional Autónoma de Honduras

bryanlarios@gmail.com  
16 de diciembre de 2013

## Resumen

*En este trabajo se presenta la biografía y algunos aspectos del trabajo de Peter Higgs, sobre todo del Mecanismo que lleva su nombre “Mecanismo de Higgs”, Peter Higgs fue recientemente galardonado con nada más y nada menos que el prestigioso Premio Nobel que otorga la academia de ciencias de Estocolmo. En este ensayo no se presenta un trabajo original (No hay ninguna cuenta hecha por mí), más bien es una recopilación de los artículos más destacados en física de partículas que le sirvieron como punto de partida a Peter Higgs, en ese sentido no encontrarán un trabajo tan técnico como los usuales en las revistas de física de altas energías.*

*Keywords: Teoría de Campos, Teoría de Norma, Boson*

## I. COMIENZO DE CARRERA

Peter Higgs nació el 29 de Mayo de 1929 en Elswick distrito de Newcastle en Inglaterra. Él obtuvo su grado de licenciatura en física siendo el mejor estudiante (First Class Honours) en la universidad de Londres (King’s College) en 1950. Un año después el obtuvo la maestría lo que le permitió seguidamente empezar a investigar, esto debido a que en las universidades de Europa principalmente, en la maestría se dan cursos especializados que permiten casi inmediatamente empezar a colaborar en proyectos de investigación. Inicialmente el profesor Peter comenzó bajo la supervisión del profesor Charles Coulson y subsecuentemente, Christopher Longuet-Higgins. En 1954 ya había obtenido el doctorado en física, su trabajo de tesis tenía como tema “Algunos Problemas en la teoría de Vibraciones Moleculares”, este trabajo le dio la pauta al profesor Higgs para realizar investigación sobre las aplicaciones de simetría a sistemas físicos.

A finales de 1954 el profesor Peter Higgs se traslado a la Universidad de Edimburgo don-

de tenía una beca postdoctoral. Él retorno a Londres en 1956 para tomar otra beca de investigación, paso un año en la Universidad de Londres y alrededor de 14 meses en el Imperial College. Luego estuvo como profesor de Matemáticas en la Universidad de Londres (King College). En octubre de 1960 el profesor Higgs retorno a Edimburgo, donde obtuvo un puesto como profesor de Física Matemática en el Instituto Tait. En 1970 el fue promovido como profesor adjunto (notará amable lector que no es nada fácil conseguir un puesto como profesor permanente, generalmente hay que hacer de dos a tres postdoctorados y tener de 10 a 15 publicaciones en revistas internacionales de gran factor de impacto). En 1974 se convirtió en miembro de la Royal Society de Edimburgo y fue promovido a una Cátedra Personal de Física Teórica en 1980. Fue elegido miembro de la Royal Society (Londres) en 1983 y miembro del Instituto de Física en 1991. Se retiró en 1996, convirtiéndose en profesor emérito en la Universidad de Edimburgo.

## II. RECONOCIMIENTOS POR SUS APORTES A LA FÍSICA

La contribución de Peter Higgs a la física ha sido muy reconocida, lo que le ha permitido recibir numerosos honores académicos, podemos mencionar algunos de ellos: la Medalla Hughes de la Sociedad Real (Royal Society) (1981, junto con Tom Kibble, autor de uno de los textos de Mecánica usados en la carrera de física de la UNAH), la Medalla Rutherford del Instituto de Física (1984, también junto con Tom Kibble), la Sociedad Real de Edimburgo Premio Cátedra “James Scott” (1993), la Medalla Paul Dirac y el Premio del Instituto de Física (1997), el Premio de Altas Energías y Física de Partículas de la Sociedad Europea de Física (1997, junto con Robert Brout y Francois Englert), Medalla de la Sociedad Real de Edimburgo (2000), el Premio Wolf de física (2004, junto con Robert Brout y Francois Englert), Premio de la Academia de Ciencias de Estocolmo “Oskar Klein” (2009) y el Premio Sakurai de Sociedad Americana de Física (2010, junto con Robert Brout, Francois Englert, Gerry Guralnik, Carl Hagen y Tom Kibble). Recibió una medalla de la Sociedad Real de Edimburgo el 1 de octubre 2012 y el 2013 titulada “El hombre de nuestro tiempo”. Compartió en el 2013 el premio en el Festival Internacional de Ciencia de Edimburgo, Medalla del Centro Europeo de Investigación Nuclear **CERN** y el 2013 el Premio Príncipe de Asturias de Investigación Científica y Técnica con Francois Englert. No podemos omitir que Peter Higgs fue recientemente galardonado por la académica de ciencias de Estocolmo con el Premio Nobel de Física.

## III. OBSERVACIONES EN LOS ACELERADORES DE PARTÍCULAS

El 4 de Julio de 2012, el **CERN** anunció el descubrimiento tan esperado de una nueva partícula fundamental con propiedades similares a los esperados para el eslabón perdido del Modelo Estándar (SM) de la física de partículas, el bosón de Higgs. El descubrimiento fue realizado de forma independiente por dos colaboraciones experimentales **ATLAS** y **CMS** del Gran Colisionador de Hadrones (**LHC**). Con signifi-

cación al nivel de cinco desviaciones estándar, la nueva partícula se observó principalmente en el decaimiento en dos canales: dos fotones y cuatro leptones. Esta alta significación implica que la probabilidad de que las fluctuaciones de fondo conspiran para producir la señal observada es menos de  $3 \times 10^{-7}$ . Tomó nueve meses, sin embargo, y dedicados esfuerzos de cientos de científicos que trabajan duro para estudiar los canales de decaimiento adicionales y extraer características pertinentes, antes el **CERN** audazmente anunció que la nueva partícula fue de hecho la partícula de Higgs buscada durante mucho tiempo. Hoy creemos que “Más allá de cualquier duda razonable, es un boson de Higgs” [10]. Una extensa revisión del Higgs antes del descubrimiento de Julio 2012 se puede encontrar en [21].

## IV. UNIFICACIÓN DE LAS INTERACCIONES FUNDAMENTALES

La humanidad probablemente siempre se ha esforzado por encontrar razones comunes detrás de fenómenos diferentes. El mundo físico que nos rodea con su multitud de manifestaciones físicas sería imposible de entender, si no hubiera sido posible encontrar marcos comunes para muchos fenómenos de naturaleza diferente. El desarrollo físico que se discute aquí tiene su origen en 1865 cuando James Clark Maxwell describió la unificación de la electricidad y el magnetismo en su libro “Una teoría dinámica del campo electromagnético”. A partir de entonces se habla de electromagnetismo. Antes se pensaba que eran como dos fenómenos diferentes en la naturaleza.

Una simplificación similar ocurre cuando tratamos de comprender la naturaleza a escalas cada vez más pequeñas. A principios del siglo pasado los científicos se dieron cuenta que la mecánica newtoniana, que funciona bien en la vida cotidiana no es más que una aproximación de la mecánica cuántica que es una teoría más fundamental. También se dieron cuenta que la materia está cuantizada (por eso el nombre de la mecánica cuántica) y existen constituyentes elementales básicos que forman incluso la forma más compleja de la materia. Desde entonces la pregunta fundamental fue

: ¿Cuáles son las partículas fundamentales y cuáles son las interacciones fundamentales que actúan entre dichas partículas?. En un artículo de 1931 [17] Paul Dirac (Premio Nobel, 1933) especuló que el objetivo final de la física era encontrar las leyes fundamentales de la Naturaleza. Usando la ecuación de Dirac [3], él pudo describir la interacción entre el electrón y el protón en el átomo de hidrógeno, de una manera aparentemente perfecta. Se conocía los bloques básicos de construcción, el electrón y el protón, así como el mediador de la fuerza electromagnética entre ellos, el fotón, por lo que se creía que toda la materia podría ser construida.

## V. ELECTRODINÁMICA CUÁNTICA

Dirac se dio cuenta pronto de que dentro de la teoría relativista de partículas (invariantes ante transformaciones de Lorentz, no hay un marco de referencia inercial preferencial) podrían crearse y aniquilarse ya que la masa y la energía están conectados a través de la famosa ecuación de Einstein  $E = mc^2$ . Uno necesita una teoría de muchas partículas y es por eso que la electrodinámica cuántica (**QED**) fue desarrollada a finales de 1940. Los físicos claves para la formulación de la **QED** fueron Richard Feynman [19], Julian Schwinger [12], Sin-Itiro Tomonaga [22] (Premio Nobel a los tres, 1965) y Freeman Dyson [5]. Los 4 demostraron que una (aparentemente) teoría cuántica coherente podría ser formulado para la interacción electromagnética. En particular, se demostró que una perturbación sistemática en forma de expansión podría ser definida. Esto significa que la amplitud de la dispersión entre partículas eléctricamente cargadas se pueden escribir como una expansión en potencias de la constante de estructura fina  $\alpha \simeq \frac{1}{137}$ , que es una medida de la fuerza eléctrica. Al calcular estos términos, la mayoría de ellos se encuentran que son infinito. Existe, sin embargo, una manera única para absorber todos los infinitos. Esto es posible interpretándolos como contribuciones a la masa del electrón, su carga y para la norma de su función de onda. Al permitir que estos parámetros sean libres, es posible asignar valores finitos para cada orden en la expansión que puede ser comparado con bastante éxito con los

experimentos. Se dice entonces que los parámetros son renormalizados. Una teoría cuántica de campos en los que sólo un número finito de parámetros necesitan ser renormalizados para definir una expansión de perturbación finita se llama una teoría renormalizable. Feynman presentó una poderosa formulación esquemática que iba a ser utilizado rutinariamente en todos los cálculos perturbativos, los diagramas de Feynman. Para cada partícula se asocia una línea externa que describe la libre propagación de la partícula. La teoría cuántica de campos específica define entonces los vértices de interacción, que se combinan con propagadores para construir diagramas.

La electrodinámica relativista se describe por un cuadri potencial, El campo  $A_\mu$ , en el que la componente temporal tiene una norma negativa en relación a las componentes espaciales. En 1929 Hermann Weyl [7] construyó una formulación invariante de norma (gauge) de la **QED** introduciendo una simetría local en la teoría. Esta simetría es el cambio local de la fase de la función de onda de los electrones, la cual no se puede fijar (medir), junto con una transformación del campo vectorial. Él introdujo la intensidad de campo

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial}{\partial x^\mu} A_\nu - \frac{\partial}{\partial x^\nu} A_\mu = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1)$$

que es explícitamente invariante ante transformaciones de norma y sus seis componentes distintas de cero (ya que  $\mu$  y  $\nu$  corren de 0 a 3) son las componentes del campo eléctrico y los componentes del campo magnético. La simetría se llama abeliana ya que dos rotaciones de fase independientes dan el mismo resultado sin importar el orden en que son realizado (en el lenguaje de Mecánica Cuántica sería que conmutan dos operadores). La simetría conduce a la redundancia en el tiempo y las componentes longitudinales del campo electromagnético, y los grados de libertad físicos se realizan sólo por las componentes transversales. La clave para demostrar que la QED es renormalizable era entonces probar que la invariancia de norma es aún conservada para todas las correcciones cuánticas.

## VI. INTERACCIÓN FUERTE

Solo un año después del artículo de Dirac fue publicado [17], James Chadwick (Premio Nobel, 1935) [9] descubrió la radiación eléctricamente neutra desde el núcleo y podría establecer lo que consistiría en un nuevo tipo de partícula elemental que se le llamo el neutrón. Pronto se dio cuenta de que hay dos fuerzas nucleares distintas en juego dentro del núcleo, una fuerza débil, que es responsable para la radiactividad y una fuerte que une los protones y los neutrones. Ambas ellas actúan solo sobre un rango muy pequeño, del tamaño del núcleo, por lo tanto, no tienen analogía macroscópica. En 1935 Hideki Yukawa (Premio Nobel, 1949) [8] propuso que la fuerza nuclear fuerte es mediada por una nueva partícula en analogía con la fuerza electromagnética. Sin embargo, la fuerza electromagnética tiene un alcance mucho mayor que la fuerza fuerte, la cual tiene un corto alcance. Yukawa comprendió que, mientras la fuerza electromagnética está mediada por partículas sin masa, las interacciones fuertes deben de ser mediadas por partículas masivas. La masa entonces da una escala natural para el rango de la fuerza. El pión ( $\pi^0, \pi^+, \pi^-$ ) como la partícula llegó a ser llamada no fue descubierta hasta después de la Segunda Guerra Mundial, en 1947, por Cecil Powell (Premio Nobel, 1950) [2].

## VII. TEORÍAS DE NORMA NO ABELIANA

La teoría de Yukawa había tenido éxito para predecir una nueva partícula, pero los intentos de convertirlo en una teoría cuántica de campos falló. Un nuevo y bastante diferente intento de lograr esto se hizo en 1954 por Chen-Ning Yang (Premio Nobel, 1957) y Robert Mills [28], quien construyó una teoría de campos de norma no abeliana en función del grupo isospin  $SU(2)$  (la simetría entre el protón y el neutrón). El físico sueco Oskar Klein [14] había discutido una idea similar en 1938, pero el estallido de la guerra y el énfasis en otros problemas hizo que esta idea se desvaneciera. En la teoría de Yang-Mills hay tres campos de norma (campos vectoriales)  $A_\mu^a$  donde  $a = 1, 2, 3$ , y un campo espinorial  $\psi^i$  con dos componentes que descri-

ben el protón y el neutrón. La transformación de norma es ahora una transformación local entre las dos componentes. La transformación del campo vectorial tiene una parte que se comporta como en **QED** bajo una transformación local, pero también una transformación covariante de norma como la representación adjunta de  $SU(2)$ . El correspondiente campo de intensidad de fuerza es ahora:

$$F_{\mu\nu}^a = \frac{\partial}{\partial x^\mu} A_\nu^a - \frac{\partial}{\partial x^\nu} A_\mu^a + gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (2)$$

y es un invariante de norma. La densidad lagrangiana es construido como:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \bar{\psi}^i (i\gamma^\mu D_\mu^{ij} - m)\psi^j \quad (3)$$

donde D es la derivada covariante  $D_\mu^{ij} = \partial_\mu \delta^{ij} + igC_a^{ij} A_\mu^a$  y  $\partial_\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu}$  y  $C_a^{ij}$  son los coeficientes de Clebsc - Gordon conectando la representación adjunta (a) con la representación de dobletes (i). Este fue un nuevo enfoque muy atractivo pero pronto fue criticado, sobre todo por Wolfgang Pauli (Premio Nobel, 1945), ya que la teoría contiene una partícula vectorial sin masa mediando la fuerza. Dichas partículas no eran conocidas y, como se señaló anteriormente, tal partícula sería mediadora de una fuerza de largo alcance en lugar de la fuerza de corto alcance, que es la de las interacciones fuertes que se cree es una fuerza fundamental.

## VIII. INTERACCIÓN DÉBIL

El gran desarrollo teórico en la década de 1950 fue el descubrimiento por Yang y Tsung Dao Lee (Premio Nobel, 1957) [23] en el cual la paridad se rompe en las interacciones débiles. Poco después, una teoría de campos cuántica efectiva (la teoría V-A) fue formulada para las interacciones débiles por Robert Marshak y George Sudarshan [27], y por Feynman y Gell -Mann [25], que extiende las ideas anteriores de Enrico Fermi (Premio Nobel, 1938) [4]. Esta teoría no fue renormalizable las correcciones cuánticas no se podían probar, pero ya que la fuerza de acoplamiento de la fuerza débil es muy pequeña, el primer término es a menudo suficiente. Esta teoría se describe

con gran precisión con una multitud de experimentos y era claramente un embrión de una teoría correcta. Schwinger propuso una teoría de norma no abeliano con grupo  $SU(2)$  y la estructura V-A[20]. También Feynman y Gell - Mann propusieron que la teoría subyacente podría ser una teoría de campos de norma no abeliana, pero comunmente se creía que tales teorías no eran renormalizables. Además, la interacción débil también era conocida por tener un rango corto, mientras que las teorías no-abelianas conducen a fuerzas de largo alcance. La idea era tentadora, y sobrevivió, pero fue perseguido solo por un pequeño número de físicos. En 1961 Sheldon Glashow (Premio Nobel 1979) [6] amplió la idea de Schwinger y construyó una teoría de norma basada en el grupo  $SU(2) \times U(1)$  para describir una teoría unificada de las interacciones débiles y electromagnetismo. Las fuerzas de corto alcance de las interacciones débiles se obtuvieron mediante la introducción de masas explícitas para tres de las cuatro partículas vectoriales. La teoría no era renormalizable sino como veremos más tarde, fue el primer paso hacia un modelo unificado para todas las interacciones. Resultados similares fueron obtenidos por Abdus Salam y JC Ward, tres años más tarde [24].

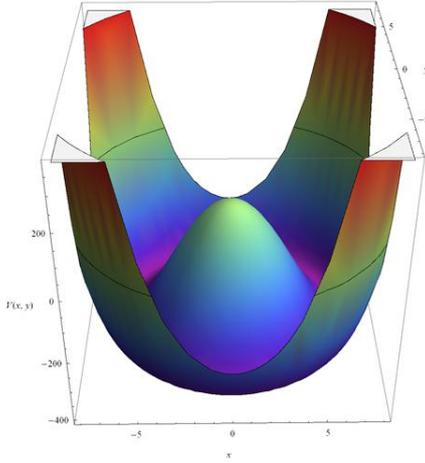
### IX. RUPTURA ESPONTANEA DE LA SIMETRÍA Y EL TEOREMA DE GOLDSTONE

Otro hecho destacable fue alrededor de 1960 cuando Yoichiro Nambu (Premio Nobel 2008) amplió las ideas de la superconductividad [15] para la física de partículas [16]. Se había demostrado previamente que el estado fundamental **BCS** (llamada así por John Bardeen, Leon Cooper y Robert Schrieffer, Premio Nobel, 1972) ha roto espontáneamente la simetría de norma. Esto significa que, mientras que el hamiltoniano subyacente es invariante con respecto a la elección de la norma electromagnética, el estado fundamental **BCS** no lo es. Este hecho arrojó algunas dudas sobre la validez de la explicación original del efecto Meissner dentro de la teoría de **BCS**, que, aunque bien motivada por razones físicas, no fue invariante de norma. Nambu finalmente pone estas dudas a descansar, luego de las importantes contri-

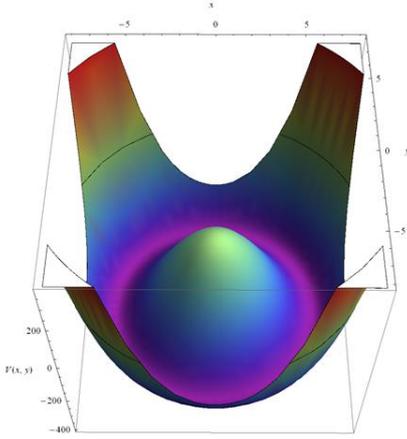
buciones de Philip Anderson (Premio Nobel , 1977) [1] y otros habían estado a la altura de proporcionar una teoría totalmente rigurosa. En el lenguaje de la física de partículas la ruptura de una simetría local, cuando un metal normal se convierte en superconductor, da lugar a una masa finita para el campo de fotones dentro del superconductor. Este ejemplo de la superconductividad mostró que una teoría de norma podría dar lugar a escalas de longitud pequeñas si la simetría se rompe espontáneamente y por lo tanto a fuerzas de corto alcance. Tenga en cuenta sin embargo, que la teoría en este caso es no relativista ya que tiene una superficie de Fermi. En un artículo de 1960 Nambu [16] estudio una teoría cuántica de campos para el caso hipotético de fermiones con simetría quiral. Esta simetría es global y no del tipo norma (local). Asumió que al dar un valor esperado de vacío a un condensado de los campos en que se desglosa de manera espontánea, y entonces él podría demostrar que existe un estado ligado de los fermiones, que él interpreta como el pión. Este resultado se desprende de los principios generales sin detallar las interacciones. Si la simetría es exacta, el pión debe ser sin masa. Al dar a los fermiones una pequeña masa la simetría se viola ligeramente y el pión se le da una pequeña masa. Tenga en cuenta que este desarrollo llegó cuatro años antes de la hipótesis de quark. Poco después de la obra de Nambu, Jeffrey Goldstone [11] señaló que una forma alternativa para romper la simetría de forma espontánea es introducir un campo escalar con los números cuánticos del vacío y darle un valor esperado a este. Estudió algunos casos diferentes, pero el más importante fue la de un campo escalar masivo complejo  $\psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_1 + i\psi_2)$  con una densidad lagrangiana de la forma

$$\mathcal{L} = \partial^\mu \bar{\psi} \partial_\mu \psi - \mu_0^2 \bar{\psi} \psi - \frac{\lambda_0}{6} (\bar{\psi} \psi)^2 \quad (4)$$

donde  $\bar{\psi}$  es el complejo conjugado de  $\psi$ , y la constante de acoplamiento  $\lambda_0$  es positiva. Este lagrangiano es invariante bajo una rotación global de la fase de la del campo  $\phi$ ,  $\phi \rightarrow e^{i\alpha} \phi$ . Es decir una simetría  $U(1)$  como en la **QED**, aunque no una local. Supongamos ahora que uno elige que el cuadrado de la masa  $\mu_0^2$  sea un número negativo. Entonces, el potencial parece



**Figura 1:** Dos gráficos (diferentes perspectivas) del Potencial de dos campos escalares reales  $V(x, y) = \mu(x^2 + y^2) + \lambda(x^2 + y^2)^2$ , con  $\mu = 200$  y  $\lambda = \frac{1}{4}$



**Figura 2**

un sombrero mexicano.

## X. EL MECANISMO BEH

La solución para el problema de tener una teoría invariante de norma relativista con una partícula vectorial masiva y, por tanto, una fuerza de corto alcance, se produjo en el verano de 1964, por primera vez en un artículo de Francois Englert y Robert Brout y un mes más tarde en dos artículos de Peter Higgs. En un artículo presentado el 26 de junio, Englert y Brout [26] motivado por el trabajo de Schwinger estudiaron el problema en modelos específicos. Comenzaron con una teoría de Norma (gauge) abeliana acoplada a un campo

escalar complejo, es decir, la electrodinámica escalar. No especificaron el hamiltoniano completo pero se concentraron en los términos que involucran tanto el escalar y el campo vectorial que escribieron en la forma:

$$H_{int} = ieA_\mu \phi^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \phi - e^2 \phi^* \phi A_\mu A^\mu \quad (5)$$

donde  $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$ . La simetría se rompe dando un valor de expectación del vacío al campo como  $\langle \phi \rangle = \langle \phi^* \rangle = \frac{\langle \phi_1 \rangle}{\sqrt{2}}$ . En un artículo presentado el 27 de julio, Peter Higgs [18] señaló que hay un caso donde uno debe elegir una norma y una típica es la norma de Coulomb que puede ser escrita como  $\partial_\mu A^\mu - n^\mu \partial_\mu n^\nu A_\nu = 0$ , donde precisamente aparece el vector  $n^\mu$  constante. Luego mostró como uno consigue en este caso las expresiones de Klein y Lee, y como el teorema de Goldstone puede ser violado. También Kibble regresó al problema en un artículo publicado en 1967 [13], donde mostró cuidadosamente como sus resultados, son invariantes bajo transformaciones de norma y él también discutió el caso no abeliano con más detalle que en la obra de Englert y Brout. Finalmente, hizo hincapié en que sería posible romper solo un subgrupo del grupo de norma y tener teorías con partículas vectoriales masivas y sin masa (Kibble falleció y por eso no le dieron el premio Nobel este año).

## XI. AGRADECIMIENTOS

Este trabajo fue realizado debido a que el Director de la escuela de Física me solicitó que escribiera un ensayo tipo artículo sobre el trabajo de Peter Higgs, agradezco a él por la oportunidad y por motivarme a escribir sobre este impresionante trabajo (ya que Higgs se apoyó en muchos trabajos originales). También agradezco a Jorge Saucedo por su apoyo con el formato de la revista.

## REFERENCIAS

- [1] P.W. Anderson. Coherent excited states in the theory of superconductivity: Gauge invariance and the meissner effect. *Phys. Rev.*, 110, 827, 1958.
- [2] G.P.S. Occhialini y C.F. Powell C.M.G. Lattes. Observations on

- the tracks of slow mesons in photographic emulsions. 1. *Nature* 160, 453, 1947.
- [3] P.A.M. Dirac. The quantum theory of electron. *Proc.Roy.Soc. Lond.A133,60*, 1931.
- [4] E.Fermi. Trends to a theory of beta radiation (en italiano). *Nuovo Cim* 11,1, 1934.
- [5] F.J.Dyson. The radiation theories of tomonaga, schwinger and feyman. *Phys.Rev.* 75,486, 1949.
- [6] S.L. Glashow. Partial symmetries of weak interactions. *Nucl. Phys* 22, 579, 1961.
- [7] H.Weyl. Electron and gravitation i. *Zeitschrift fur Phys.* 56, 1929(330).
- [8] H.Yukawa. On the interaction of elementary particles. *Proc. Phys. Math. Soc. Jap.* 17, 48, 1935.
- [9] J.Chadwick. Possible existence of a neutron. *Nature* 129, 312, 1932.
- [10] J.Ellis and T.You. Updated global analysis of higgs couplings. *eprint arXiv:1303.3879*, March 2013.
- [11] J.Goldstone. Field theory with superconductor solutions. *Nuovo Cim.* 19, 154, 1961.
- [12] J.S.Schwinger. Quantum electrodynamics. iii: The electromagnetic properties of wave fields. *Prog. Theor. Phys.* 1,27, 1946.
- [13] T.W.B. Kibble. Symmetry breaking in non - abelian gauge theories. *Phys. Rev.* 155,1554, 1967.
- [14] O. Klein. Conference in warsaw 1938. *New Theories in Physics*, 1939.
- [15] Y. Nambu. Quasi-particles and gauge invariance in the theory of superconductivity. *Phys. Rev.* 117,648, 1960.
- [16] Y. Nambu. A superconductor model of elementary particles and its consequences. *Platica dada en una conferencia en Purdue*, 1960.
- [17] P.A.M.Dirac. Quantized singularities in the electromagnetic field. *Proc.Roy.Soc. Lond. A133,60*, 1963.
- [18] P.W.Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys. Lett.* 12, 132, 1964.
- [19] R.P.Feynman. Space - time approach to quantum electrodynamics. *Phys.Rev.* 76, 769, 1949.
- [20] J.S. Schwinger. A theory of the fundamental interactions. *Annals Phys.* 2, 407, 1957.
- [21] S.Dittmeir and M. Schumacher. The higgs boson in the standard model-from lep to hlc. *eprint arXiv:1211.4828*, October 2011.
- [22] S. Tomonaga. On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields. *Prog. Theor. Phys.* 1, 27, 1946.
- [23] T.D. Lee y C.N. Yang. Question of parity conservation in weak interactions. *Phys.Rev.* 104,254, 1956.
- [24] Salam y J.C. Ward. Electromagnetic and weak interactions. *Phys. Lett.* 13, 168, 1964.
- [25] R.P. Feynman y M. Gell Mann. Theory of the fermi interaction. *Phys. Rev* (109,193), 1958.
- [26] F. Englert y R. Brout. Broken symmetry and the mass of the gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.* 13, 321, 1964.
- [27] E.C.G. Sudarshan y R.E. Marshak. *Proc.Padua Conference on Meson and Recently Discovered Particles*, 1957.
- [28] C.N. Yang y R.L. Mills. Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance. *Phys.Rev.* 96,191, 1954.