

Universidad Autónoma de Sinaloa

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas



Análisis fenomenológico del Higgs en la búsqueda de nueva física

*Tesis presentada en cumplimiento de
los requisitos para el grado de:
Maestría en Física*

Autor:

Sergio Luis Sicairos Páez

Director:

Dr. Roger José Hernández Pinto

Junio de 2022



Dirección General de Bibliotecas
Ciudad Universitaria
Av. de las Américas y Blvd. Universitarios
C. P. 80010 Culiacán, Sinaloa, México.
Tel. (667) 713 78 32 y 712 50 57
dgbuas@uas.edu.mx

UAS-Dirección General de Bibliotecas

Repositorio Institucional Buelna

Restricciones de uso

Todo el material contenido en la presente tesis está protegido por la Ley Federal de Derechos de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

Queda prohibido la reproducción parcial o total de esta tesis. El uso de imágenes, tablas, gráficas, texto y demás material que sea objeto de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente correctamente mencionando al o los autores del presente estudio empírico. Cualquier uso distinto, como el lucro, reproducción, edición o modificación sin autorización expresa de quienes gozan de la propiedad intelectual, será perseguido y sancionado por el Instituto Nacional de Derechos de Autor.

Esta obra está bajo una Licencia Creative Commons Atribución-No Comercial
Compartir Igual, 4.0 Internacional



*A mi familia y a Thelma,
que serán siempre lo más
importante en mi vida.*

Resumen

En los experimentos de altas energías modernos, uno de los retos a los que se enfrentan los científicos es el de desarrollar nuevos algoritmos computacionales que permitan recrear las condiciones que ocurren al colisionar partículas muy energéticas en los complejos experimentales, tales como el Gran Colisionador de Hadrones (LHC, por sus siglas en inglés). El LHC ha dado grandes resultados desde el año 2012, con el descubrimiento del bosón de Higgs, y continuará en los años venideros. Desde la perspectiva teórica, el reto mayor es el de proveer predicciones con una precisión comparable a aquella obtenida en los datos experimentales.

En los tiempos actuales, Pythia es una de las herramientas más utilizadas para generar eventos tipo Monte Carlo, para recrear dichas condiciones experimentales. Además, este código puede ser usado en conjunto con el programa ROOT, una herramienta computacional que permite analizar los datos obtenidos en Pythia. En efecto, Pythia tiene dentro del código toda la física que puede ser extraída en los experimentos de colisiones de partículas a altas energías hasta cierto orden de precisión, es así que, mediante su uso es posible calcular las secciones eficaces de los procesos de dispersión que luego se comparan con los resultados experimentales y confirman o rechazan las propuestas teóricas. Es así que Pythia ayuda a llegar a conclusiones que nos acerquen a una teoría más acertada de la naturaleza.

Agradecimientos

Deseo agradecer enormemente a mis padres por haber sido el pilar que me sostuvo en todos los aspectos y de manera incondicional en esta etapa de mi vida, y que estoy seguro seguirán siéndolo por el resto de mi vida, no lo habría podido lograr sin ellos.

También me es imposible no resaltar el grandioso esfuerzo que hizo mi asesor de tesis el Dr. Roger José Hernández Pinto, apoyándome con sus conocimientos, con sus consejos, y más que nada estando para mí en esos momentos difíciles no solo en papel de asesor, sino de amigo. Por eso le estaré por siempre agradecido.

No menos importante quiero agradecer a mi novia Thelma, quien me atrevo a decir, fue fácilmente la persona con la que más experiencias he compartido en los últimos años, fue una de mis mayores motivaciones para seguir adelante. Estuvo conmigo en las buenas pero más importante, estuvo siempre conmigo también en las malas, y deseo que siga siendo así el resto de mi vida.

No considero este el trabajo de una persona, sino del esfuerzo conjunto de todas aquellas que aportaron su apoyo en todo lo que necesité. Por eso, agradezco a la Universidad Autónoma de Sinaloa por haberme recibido en esta que considero mi segunda casa. Al personal administrativo de la Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas que siempre nos facilitaron muy amablemente la parte burocrática del Posgrado. A los docentes de la Facultad que me enseñaron con la pasión y la entrega que los caracteriza. Al Dr. Cristo Manuel Yee Rendón y al Dr. Gelacio Atondo Rubio quienes fueron los coordinadores del Posgrado y nos apoyaron con todo lo que estuviera en sus manos para ofrecernos la mayor calidad de enseñanza posible.

Agradezco también a CONACYT por el apoyo económico que me brindó (CVU: 998983), sin el cuál, no habría sido posible dedicarle mi tiempo completo a la elaboración de este trabajo.

Índice general

Resumen	VI
Agradecimientos	IX
1. Introducción	1
1.1. La evolución de la física de partículas	2
1.2. Modelo de partones	7
1.2.1. Dispersión de partículas sin espín	7
2. El Modelo Estándar	13
2.1. El Lagrangiano del Modelo Estándar	13
2.2. Mecanismo de Higgs	20
2.3. Reglas de Feynman	29
2.4. Cromodinámica Cuántica	33
3. Fenomenología en colisionadores hadrónicos	43
3.1. Física en colisionadores de partículas	43
3.2. Observables y fenomenología de las interacciones fundamentales	46
3.2.1. Teorema de factorización en colisionadores hadrónicos	47
3.3. Simulaciones Monte Carlo	50
3.3.1. Madgraph	50
3.4. Cinemática en colisionadores hadrónicos	53

3.5. Variables dinámicas	54
4. El Modelo de dos dobletes de Higgs	59
4.1. Motivación del modelo 2HDM	59
4.2. Análisis del modelo 2HDM	60
4.3. Reglas de Feynman del 2HDM tipo II	63
5. Fenomenología del 2HDM tipo II en colisionadores hadrónicos	69
5.1. El 2HDM tipo II en el LHC y el FCC	69
5.2. Simulación Monte Carlo del proceso $pp \rightarrow jjh^0$	71
5.3. Fenomenología del proceso $pp \rightarrow jjh^0$	74
6. Conclusiones	81
Bibliografía	89

Índice de figuras

1.1.	Tabla con la información de las partículas del Modelo Estandar.	6
1.2.	Diagrama de Feynman para el proceso de dispersión $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$	11
2.1.	Potencial del campo de Higgs.	20
2.2.	En la figura de la izquierda, el proceso $q\bar{q} \rightarrow \gamma \rightarrow q\bar{q}$. En la figura de la derecha, el proceso $q(B)\bar{q}(\bar{B}) \rightarrow g \rightarrow q(B)\bar{q}(\bar{B})$	35
2.3.	Predicción teórica del corrimiento de α_S y las medidas experimentales [29].	40
2.4.	Extracción de α_S por diferentes grupos teóricos [30].	41
3.1.	Puntos de interacción del LHC: ALICE, ATLAS, CMS, LHCb.	45
3.2.	Partes que componen el detector CMS.	46
3.3.	Funciones de Distribución Partónica obtenidas por la colaboración NNPDF quienes usan redes neuronales para sus cálculos.	48
3.4.	Funciones de Fragmentación para piones de la colaboración DHESS quienes usan análisis globales de QCD para la extracción de D_a^H	49
3.5.	Gráfico tipo lego de un evento de dos jets en el plano $\eta - \phi$. La altura de las barras representa la energía depositada en el plano transversal a la colisión, y los colores azul y rosa indican la energía que se deposita en cada uno de los calorímetros: el calorímetro electromagnético y el calorímetro hadrónico.	57
4.1.	Reglas de Feynman para los acoplamientos de los Higgs neutros con los quarks en el 2HDM tipo II.	65

4.2. Reglas de Feynman para los acoplamientos de los Higgs cargados con los quarks en el 2HDM tipo II.	66
4.3. Reglas de Feynman para los acoplamientos de los Higgs con dos bosones vectoriales.	67
5.1. Comparación de la distribución de la separación angular entre los jets para el Modelo Estándar y el 2HDM en el proceso $pp \rightarrow jjH$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV con los cortes cinemáticos establecidos en la Ec. (5.4).	75
5.2. Comparación de la distribución del momento transversal del jet más energético para el Modelo Estándar y el 2HDM en el proceso $pp \rightarrow jjH$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV con los cortes cinemáticos establecidos en la Ec. (5.4).	76
5.3. Comparación de la distribución de la pseudorapidez de los jets para el Modelo Estándar y el 2HDM en el proceso $pp \rightarrow jjH$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV con los cortes cinemáticos establecidos en la Ec. (5.4).	77
5.4. Comparación de la distribución de la separación angular entre los jets para el Modelo Estándar y el 2HDM en el proceso $pp \rightarrow jjH$ a $\sqrt{s} = 100$ TeV con los cortes cinemáticos establecidos en la Ec. (5.4).	78
5.5. Comparación de la distribución del momento transversal del jet más energético para el Modelo Estándar y el 2HDM en el proceso $pp \rightarrow jjH$ a $\sqrt{s} = 100$ TeV con los cortes cinemáticos establecidos en la Ec. (5.4).	79
5.6. Comparación de la distribución de la pseudorapidez de los jets para el Modelo Estándar y el 2HDM en el proceso $pp \rightarrow jjH$ a $\sqrt{s} = 100$ TeV con los cortes cinemáticos establecidos en la Ec. (5.4).	80

Capítulo 1

Introducción

El Modelo Estándar de la física de partículas elementales describe las interacciones conocidas hasta la actualidad a las escalas que han sido exploradas por los experimentos que se han realizado a través de la historia (de 10^{-16} cm a 10^{30} cm). Se piensa que el Modelo Estándar contiene toda la información necesaria para poder describir, en principio, todos los fenómenos físicos observables, sin incluir por supuesto los fenómenos gravitacionales.

En la actualidad aún existen muchos problemas que la teoría no ha sido capaz de resolver. En particular, existen varias discrepancias dentro del Modelo Estándar cuando las energías se acercan al régimen de altas energías (también llamado, régimen ultravioleta). Algunas de las interrogantes son:

- La masa del bosón de Higgs medida en 2012 [1,2] se encuentra en un equilibrio metaestable, lo cual puede sugerir transiciones no consideradas en el Modelo Estándar.

- Algunos polos de Landau aparecen en los acoplamientos de Yukawa; estos suelen manifestarse a escalas más cortas con respecto a las correcciones cuánticas a la teoría de la gravedad de Einstein. Más aún, como no se cuenta con una teoría de gravitación cuántica satisfactoria, es difícil saber el significado físico de estos polos [3,4].

- De acuerdo a las observaciones, se sospecha de la presencia de una cantidad dominante de materia no luminosa en el universo. El Modelo Estándar predice que toda la materia luminosa

es bariónica, pero por otro lado la teoría que describe la formación de los núcleos atómicos, la nucleosíntesis [5], establece un límite a la cantidad de materia bariónica del universo. Según los datos observacionales este límite es excedido y por lo tanto el Modelo Estándar debe extenderse para incorporar materia no luminosa, también llamada Materia Oscura [6].

Estos son algunos problemas por los cuales el Modelo Estándar no es tomado como la teoría más fundamental para la descripción de las partículas elementales, sino como un conjunto de pistas que posiblemente nos conduzcan a conocer una estructura matemática más sólida que pueda explicar más a fondo todos los datos experimentales de manera convincente. Así, los físicos de altas energías buscan unir estas piezas en un constructo teórico con menos, o ningún número de parámetros indeterminados. A lo largo de los años se han desarrollado distintos modelos para intentar entender esta estructura, incluyendo la teoría de supercuerdas [7], pero hasta ahora ninguno ha sido completamente satisfactorio. Una opción bastante utilizada es la de agregar campos escalares, como el relacionado al Higgs del Modelo Estándar, esto con la intención de reducir las tensiones entre los datos experimentales y las predicciones de precisión. Así, extender el Modelo Estándar con otro doblete de Higgs lleva al llamado Modelo de dos dobletes de Higgs (2HDM). Este modelo tiene varias vertientes, en este trabajo abordaremos el de tipo II ya que, como se verá posteriormente, conlleva naturalmente a una nueva fenomenología que podría justificar los resultados que el Modelo Estándar no logra explicar por completo. En la siguientes sección, haremos una revisión histórica de la física de las partículas elementales.

1.1. La evolución de la física de partículas

La física de partículas ha tenido grandes avances tanto teóricos como experimentales con el objeto de entender la estructura más elemental de la materia. A lo largo de la historia, diversos científicos en el mundo se han unido con el fin de conocer las interacciones de los bloques fundamentales de la materia. A continuación mencionaremos algunos de los acontecimientos

que han llevado al entendimiento actual de la física de altas energías.

- 1930's: En esta década, muchos bloques del Modelo Estándar fueron identificados: sus interacciones y la primera familia de partículas elementales. En esta época Dirac formuló uno de los ingredientes básicos del Modelo Estándar: la Electrodinámica Cuántica (QED, por sus siglas en inglés), la cual describe la interacción entre los fotones y los electrones [8]. En 1933, Fermi incluyó el decaimiento β , incorporando al neutrino [9] y al neutrón [10]. En 1937 se descubre el muón en los rayos cósmicos [11].

- 1940's: Se entendieron las reglas de la QED en términos del proceso de renormalización; estos conceptos fueron introducidos por Feynman, Schwinger y Tomonaga [12]. Fue en esta época cuando se calcularon y midieron el momento magnético anómalo del electrón y el efecto Lamb. En 1947 se descubre el pión [13] y poco después es descubierto el primero de los cuatro kaones.

- 1950's: Esta fue una gran década para el Modelo Estándar. Se observó por primera vez la partícula Λ [14]. Esta nueva partícula interactúa fuertemente y siempre es producida a pares, con tasas de decaimiento lentas. Estas características fueron interpretadas por M. Gell-Mann como evidencia de la existencia de la extrañeza (del inglés *strangeness*), un nuevo número cuántico [15]. En 1956, C. Cowan y F. Reines consiguieron el gran hallazgo de detectar por primera vez al neutrino [16]. T.D. Lee y C.N. Yang propusieron una serie de experimentos para verificar si la interacción débil violaba la simetría de paridad, y C.S. Wu y V. Telegdi hicieron las verificaciones experimentales poco después [17]. En base al trabajo realizado por C.N. Yang y R.L. Mills en 1954, los físicos comenzaron a considerar la posibilidad de que la interacción débil pudiera ser causada por una partícula vectorial masiva: el bosón W .

- 1960's: Y. Ne'eman y M. Gell-Mann clasificaron a las partículas fuertemente interactuantes en términos del grupo de simetría $SU(3)$ al inicio de los sesentas [18]. Algunos años más tarde, M. Gell-Mann e independientemente G.Zweig, usaron esta clasificación para postular a los *quarks* como los bloques que constituyen a toda la materia bariónica. Fue en estos años cuando emergió la formulación electrodébil del modelo estándar en la forma que

conocemos hoy en día, comenzando por el trabajo de S. Glashow en 1961 [19], seguido por A. Salam y J.C. Ward en 1964 [20], y finalmente S. Weinberg en 1967. El trabajo de estos científicos llevaron a un modelo de las interacciones electrodébiles de los leptones, el cual, al romper espontáneamente la simetría electrodébil, se reduce a la QED. También predijeron una nueva fuerza mediada por una partícula vectorial neutra: el bosón Z . Fue en ese momento cuando P. Higgs, junto a R. Brout y F. Englert muestran que el rompimiento espontáneo de simetría genera bosones de norma masivos a partir de bosones sin masa, a través del conocido *Mecanismo de Higgs*. En 1964 Peter Higgs es el primer científico en predecir explícitamente la existencia de un bosón generador de masa, el cuál luego llevaría su nombre [21]. Además de los avances teóricos que se lograron, también se hicieron grandes avances experimentales y tecnológicos. En 1962 se descubre el neutrino del muón gracias a los experimentos de G. Danby [22]. En 1964 J. Cronin y V. Fitch descubren la existencia de la violación CP [23], y a finales de la década se encuentran unos comportamientos sorprendentes en los experimentos de dispersión inelástica profunda (DIS, por sus siglas en inglés) que implicaron la existencia de constituyentes indivisibles (duros) dentro del protón, los quarks.

- 1970's: En 1970, S. Glashow, J. Iliopoulos y L. Maiani mostraron que la existencia de un cuarto quark (el quark *charm*) podría explicar la ausencia de cambio de color en las interacciones neutrales entre quarks. Más tarde, Gerardus 't Hooft, un estudiante de la universidad de Utrecht, bajo el asesoramiento de M. Veltman, mostró que el modelo de Glashow-Salam-Ward-Weinberg podía ser renormalizado y, tras una intensa colaboración con su asesor, desarrolló la técnica de la regularización dimensional (DREG, por sus siglas en inglés). M. Gell-Mann y H. Fritzsch, interpretaron el problema espín-estadística como evidencia para la existencia de un nuevo número cuántico: el color. Así, este fue relacionado con el valor de vida media del π^0 , y con esto la dinámica de los quarks como la conocemos hoy en día, la Cromodinámica Cuántica (QCD, por sus siglas en inglés), fue finalmente formulada por M. Gell-Mann, H. Fritzsch y H. Leutwyler en 1973 [24]. Poco después se demostró que la QCD genera de manera natural la libertad asintótica, explicando así los resultados encontrados

por los experimentos una década atrás. Finalmente, esto mostró que todas las interacciones, fuerte, débil y electromagnética, eran causadas debido a teorías de intercambio de vectores de Yang-Mills.

En 1974, se descubrió el estado ligado quark-antiquark J/Ψ en el Centro del Acelerador Lineal de Stanford (SLAC, por sus siglas en inglés), completando así las primeras dos familias de partículas elementales. En 1975, M. Perl descubre el leptón de la tercera familia: el leptón τ . Poco después se descubrió el quark *bottom* en el Fermilab. Un año más tarde descubren interacciones de corrientes neutras en el Centro Europeo de Investigaciones Nucleares (CERN, por sus siglas en francés), y después de un año, en 1978, se determinó que la estructura de paridad de la corriente neutra es la que se había predicho algunos años antes. Fue hasta 1979 que la formulación del Modelo Estándar fue aceptado globalmente como el paradigma de la física de partículas elementales.

- 1980's: Esta década comenzó con el descubrimiento de los bosones de norma, el bosón cargado W y el bosón neutro Z en el CERN. El resto de la década la dedicaron principalmente a encontrar nuevas verificaciones experimentales del Modelo Estándar. Se buscó de manera intensiva a las tres partículas del Modelo Estándar restantes, el quark *top*, el neutrino τ , y el bosón de Higgs, sin embargo no lograron encontrarlas.

- 1990's: Comenzaron un estudio experimental sistemático para la estructura de radiación del Modelo Estándar en el CERN y en SLAC. Los resultados experimentales seguían encajando muy bien con las predicciones teóricas y en 1995 se descubre el quark *top* en Fermilab. Sin embargo, al terminar la década el bosón de Higgs aún no se lograba producir con la suficiente significancia estadística para declarar el descubrimiento.

- 2000's: El gran colisionador de electrones y positrones (LEP, por sus siglas en inglés) que operó desde 1989 al año 2000 en el CERN fue el primer acelerador en tener un acercamiento considerable al rango de energía del bosón de Higgs. Este experimento no encontró a la partícula de Higgs, pero sí logró determinar que de existir su masa debería ser mayor a los 114 GeV. En 2008, el Gran Colisionador de Hadrones del CERN y sus detectores estaban

listos para realizar las primeras colisiones. El 10 de septiembre de 2008 se realizó con éxito la primera inyección de haces en el LHC y los resultados mantenían con gran expectativa a la comunidad científica. Sin embargo, tan solo 10 días después ocurrió un fallo en uno de los imanes superconductores provocando un daño masivo en el acelerador y dejándolo inutilizado por un año mientras se realizaban las reparaciones necesarias. Aunque se tuvo la oportunidad de esperar un año más para mejorar el sistema y así alcanzar colisiones a 13 TeV, se decidió empezar de inmediato con colisiones a 7 TeV. Así pues, en 2010 se reanudaron los experimentos en el LHC, y fue hasta el año 2012 que los científicos del CERN anunciaron que el bosón de Higgs había sido descubierto, midiendo su masa alrededor de los 125 GeV.

Realizar este logro fue un evento histórico, pues con el descubrimiento de esta partícula el contenido de partículas del Modelo Estándar quedaba completo, y la medición de la masa del bosón de Higgs resultaba consistente con la predicha por diversos grupos fenomenológicos [1,2]. Después de todas estas colaboraciones teóricas y experimentales, el contenido del Modelo Estándar de las partículas elementales se puede resumir en la siguiente figura.

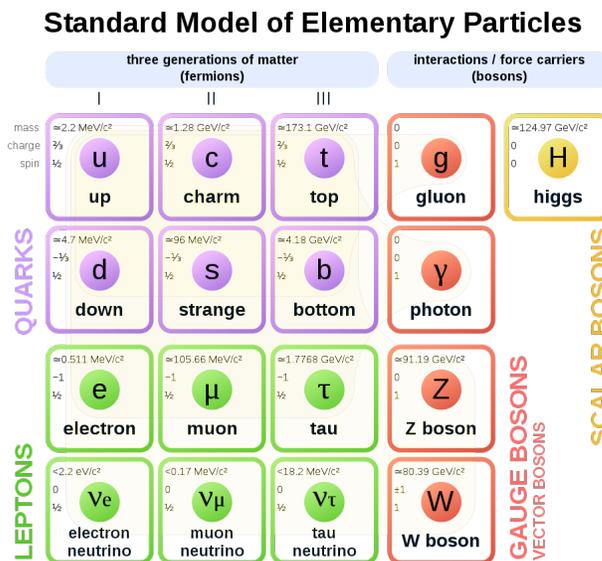


Figure 1.1. Tabla con la información de las partículas del Modelo Estándar.

En la actualidad el acelerador de partículas que trabaja con mayor cantidad de energía es el LHC del CERN, pero se está trabajando para construir un nuevo acelerador en el CERN,

el FCC (del inglés, Future Circular Collider), el cual se espera que alcance energías de hasta 100 TeV en busca de nueva física. Para la comunidad de físicos teóricos de altas energías es un gran reto lograr desarrollar algoritmos numéricos para cálculos de alta precisión y nuevas teorías que mantengan las predicciones teóricas al mismo nivel de precisión que los resultados experimentales que las colaboraciones en el CERN están alcanzando. Por eso hoy en día uno de los retos para los grupos de investigación es proveer predicciones cada vez con mayor precisión y así poder hacer comparaciones confiables con los resultados de los experimentos.

A continuación, se expondrán los primeros intentos de describir los fenómenos que ocurren en un colisionador de partículas a altas energías, mediante el conocido Modelo de Partones.

1.2. Modelo de partones

El Modelo de Partones fue propuesto por Feynman en 1969 como un método para analizar colisiones de hadrones a altas energías [25]. El Modelo de Partones es un modelo que se utilizó para describir la interacción de hadrones, como neutrones, protones, etc. En este modelo se consideró que los hadrones pueden tener estructura, llamados partones, y que pueden interactuar entre ellos. Esta descripción, debe hacerse desde un formalismo cuántico relativista para poder ser tomado en cuenta para las colisiones a altas energías.

En esta sección analizaremos a grandes rasgos las formalidades matemáticas requeridas para utilizar el modelo en colisiones hadrónicas como las que ocurren en el LHC.

1.2.1. Dispersión de partículas sin espín

Iniciaremos con el caso más simple donde se utilizará una teoría perturbativa no relativista. Así, se busca encontrar la solución de la ecuación de Schrödinger para una partícula que se mueve interactuando con el potencial $V(x, t)$, mediante la ecuación diferencial,

$$(H_0 + V(x, t))\Psi = i\frac{\partial\Psi}{\partial t}, \quad (1.1)$$

donde H_0 es el Hamiltoniano no perturbado y $\Psi(x, t)$ es la función de onda que describe a la partícula ¹. Es conocido que cualquier solución a esta ecuación puede escribirse como una superposición de estados cuánticos,

$$\Psi = \sum_n a_n(t) \phi_n(x) e^{-iE_n t}, \quad (1.2)$$

y el objetivo se centra en calcular los coeficientes $a_n(t)$. Podemos sustituir la ecuación (1.2) en la ecuación (1.1) e integrar sobre todo el volumen. Para realizar éste cálculo a primer orden de aproximación asumimos que la partícula se encuentra en un eigenestado i de H_0 justo antes de la interacción y que justo después la interacción cesa se encuentra en un estado j . Podemos usar la ortonormalidad de las soluciones, de tal manera que la amplitud de transición, T_{fi} , de un estado inicial ϕ_i a uno final ϕ_f , se puede expresar como,

$$T_{fi} \equiv a_f(\epsilon_t) = -i \int_{-\epsilon_t}^{\epsilon_t} dt \int d^3x [\phi_f(x) e^{-iE_f t}]^* V(x, t) [\phi_i(x) e^{-iE_i t}], \quad (1.3)$$

donde ϵ_t es el lapso de tiempo infinitesimal en el cual ocurre la colisión, E_i es la energía de la partícula antes de la colisión y E_f es la energía después de la colisión. Ésta misma expresión puede ser reescrita de una forma más compacta como,

$$T_{fi} = -i \int d^4x \phi_f^*(x) V(x) \phi_i(x). \quad (1.4)$$

donde,

$$\int d^4x \equiv \int_{-\epsilon_t}^{\epsilon_t} \int d^3x, \quad (1.5)$$

y ϵ_t representa el intervalo de tiempo infinitesimal cuando ocurre la colisión. De manera análoga a la mecánica cuántica, la transición de estados descrita por la ecuación anterior

¹A lo largo de la tesis se usará la convención de las unidades naturales, donde $\hbar = c = 1$.

no tiene ningún significado físico, sino su módulo complejo al cuadrado. De esta manera, podemos definir la probabilidad de transición por unidad de tiempo como,

$$W = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|T_{fi}|^2}{T}. \quad (1.6)$$

Si integramos la expresión anterior desde un estado inicial hasta un estado final obtenemos la Regla de oro de Fermi,

$$W_{fi} = 2\pi |V_{fi}|^2 \rho(E_i), \quad (1.7)$$

lo que nos permite calcular la probabilidad de transición de un eigenestado a otro a través de un conjunto continuo de eigenestados representado por la densidad de estados $\rho(E_i)$.

Las colisiones que se realizan actualmente en los colisionadores de partículas no pueden ser descritas en términos de la mecánica cuántica no relativista, ya que ésta no incorpora el hecho de que las partículas viajan a velocidades relativistas. Además, la interacción de las partículas cargadas con los campos electromagnéticos tiene que ser descrita en el contexto de una Teoría Cuántica de Campos. En esta tesis no se profundizará sobre los aspectos formales y dejaremos al lector interesado el consultar referencias bibliográficas.

Para describir de manera relativista a un electrón sin considerar su espín en un campo electromagnético debemos utilizar la ecuación de Klein-Gordon, la cual se escribe

$$(\partial_\mu + ieA_\mu)(\partial^\mu + ieA^\mu)\phi + m^2\phi = 0, \quad (1.8)$$

$$(\partial_\mu\partial^\mu + m^2)\phi = -V\phi, \quad (1.9)$$

donde

$$V = -ie(\partial_\mu A^\mu + A_\mu\partial^\mu) + e^2 A_\mu A^\mu. \quad (1.10)$$

En este caso, A_μ representa el campo del fotón, e la carga eléctrica y m la masa del campo

escalar. La amplitud es,

$$\begin{aligned} T_{fi} &= -i \int \phi_f^* i e (\partial_\mu A^\mu + \partial^\mu A_\mu) \phi_i(x) d^4x \\ &= -i \int j_\mu^{fi} A^\mu d^4x, \end{aligned} \quad (1.11)$$

donde j_μ^{fi} es la corriente y está dada por,

$$j_\mu^{fi} \equiv -ie(\phi_f^*(\partial_\mu \phi_i) - (\partial_\mu \phi_f^*)\phi_i). \quad (1.12)$$

Por otro lado, sabemos que el electrón incidente tiene un cuadrimomento dado por p_i , mientras que después de la interacción tendrá un cuadrimomento etiquetado por p_f . Además, la solución de onda de partícula libre puede ser escrita como $\phi_i(x) = N_i e^{-ip_i \cdot x}$, con N_i el factor de normalización apropiado; entonces, la corriente toma explícitamente la forma,

$$j_\mu^{fi} = -e N_i N_f (p_i + p_f)_\mu e^{i(p_i - p_f) \cdot x}. \quad (1.13)$$

Por ejemplo, para obtener la dispersión entre electrones y muones, expresada por la ecuación,

$$e^-(p_A)\mu^-(p_B) \rightarrow e^-(p_C)\mu^-(p_D), \quad (1.14)$$

basta con identificar al potencial vectorial A^μ con el campo para el muón. Así, simplemente reemplazamos A^μ por $-\frac{1}{q^2}j_2^\mu$, donde q es el momento transferido y j_2^μ es la corriente asociada al muón. De esta manera, la amplitud de dispersión será,

$$T_{fi} = -i N_A N_B N_C N_D (2\pi)^4 \delta^4(p_D + p_C - p_B - p_A) \mathcal{M} \quad (1.15)$$

donde

$$-i\mathcal{M} = (ie(p_A + p_C)^\mu) \left(-i \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \right) (ie(p_B + p_D)^\nu). \quad (1.16)$$

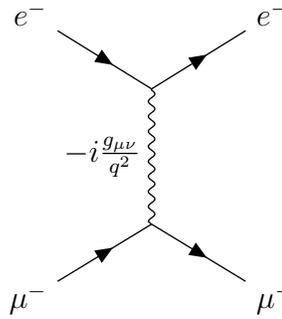


Figure 1.2. Diagrama de Feynman para el proceso de dispersión $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$.

\mathcal{M} se llama “amplitud invariante”, $g_{\mu\nu}$ es el tensor métrico definido como,

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.17)$$

El diagrama de Feynman de menor orden para este proceso corresponde a la Figura 1.2.

Con los conceptos descritos anteriormente estamos ahora en condición de calcular una cantidad muy utilizada en procesos de dispersión llamada “sección eficaz”. Esta cantidad es la que se suele comparar con los resultados experimentales. Podemos interpretar a la sección eficaz como el área efectiva de interacción de las partículas que inciden en una colisión. Suele escribirse como,

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{M}|^2}{F} dQ, \quad (1.18)$$

donde dQ es el espacio fase invariante de Lorentz, el cual describe la región de integración permitida por la cinemática del problema, y F es el factor de flujo que indica la cantidad total de partículas que participan en la colisión. Finalmente, el contenido físico de esta expresión recae, nuevamente, en la amplitud invariante \mathcal{M} .

El modo de construir \mathcal{M} se basa en las Reglas de Feynman, un conjunto de reglas que nos permiten calcular de manera sistemática la probabilidad de que un proceso suceda en colisionadores de partículas. Ciertamente, dicha probabilidad dependerá de los ingredientes de la teoría propuesta. La teoría más exitosa en la actualidad es la conocida, como se ha descrito al inicio del capítulo, como “El Modelo Estándar”, el cual será descrito someramente en el capítulo siguiente.

Capítulo 2

El Modelo Estándar

El Modelo Estándar de las partículas elementales es actualmente el modelo matemático más exitoso que reproduce todos los observables físicos que se han medido en los colisionadores de partículas. En este capítulo describiremos el contenido del Modelo Estándar y haremos énfasis en los elementos necesarios para desarrollar los cálculos de esta tesis.

2.1. El Lagrangiano del Modelo Estándar

El Lagrangiano del Modelo Estándar, \mathcal{L}_{SM} , está constituido por cuatro términos que describen las contribuciones de las distintas interacciones entre partículas, cada uno nombrado en honor a ilustres científicos que contribuyeron con su desarrollo. Este Lagrangiano se escribe como,

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_{WD} + \mathcal{L}_{Yu} + \mathcal{L}_H. \quad (2.1)$$

El primer término es el Lagrangiano de Yang-Mills, \mathcal{L}_{YM} , desarrollado por Chen Ning Yang y Robert Mills, el cual describe los grupos de norma de bajas energías. El Modelo Estándar se encuentra embebido en un grupo de simetría el cual es $\mathcal{G}_{SM} = SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$; es decir, los campos en el Modelo Estándar respetan la invariancia bajo \mathcal{G}_{SM} antes del rompimiento de simetría o Mecanismo de Higgs. Dichos grupos fueron propuestos para

representar las simetrías de la naturaleza: $SU(3)_c$ para la carga de color, $SU(2)_L$ para el isospín débil, y $U(1)_Y$ para la hipercarga. Estos son explícitamente,

$$\mathcal{L}_{YM} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{I_w} + \mathcal{L}_Y \quad (2.2)$$

$$= -\frac{1}{4g_3^2} \sum_{A=1}^8 G_{\mu\nu}^A G^{\mu\nu A} - \frac{1}{4g_2^2} \sum_{a=1}^3 F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - \frac{1}{4g_1^2} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.3)$$

donde g_1 , g_2 y g_3 son las constantes de acoplamiento correspondientes a la hipercarga, el isospín débil, y la carga de color respectivamente.

Los campos de fuerza de color están dadas por,

$$G_{\mu\nu}^A = \partial_\mu A_\nu^A - \partial_\nu A_\mu^A - f^{ABC} A_\mu^B A_\nu^C, \quad A, B, C = 1, \dots, 8 \quad (2.4)$$

donde A_μ^B representa los ocho campos gluónicos, y f^{ABC} son las constantes de estructura de $SU(3)_c$. Los campos de fuerza del isospín débil son,

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c, \quad a, b, c = 1, 2, 3, \quad (2.5)$$

y están escritos en términos de los bosones vectoriales W_μ^a y las constantes de estructura ϵ^{abc} de $SU(2)_L$. Por último, los campos de fuerza de la hipercarga son descritos por,

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.6)$$

Como se verá posteriormente, los campos de $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ se mezclarán después del Mecanismo de Higgs y darán lugar a los bosones masivos W^\pm y Z^0 , y a un campo sin masa, que será interpretado como el campo del fotón.

El segundo término del Lagrangiano del Modelo Estándar es el Lagrangiano de Weyl-Dirac (\mathcal{L}_{WD}), el cual describe los campos fermiónicos y sus interacciones. En esta teoría, los fermiones son partículas que siguen la estadística de Fermi-Dirac y obedecen el principio de exclusión de

Pauli [26]. Puede describir partículas elementales (quarks y leptones) o partículas compuestas (formadas por un número impar de partículas como los bariones). Estas pueden ser divididas en dos categorías: quarks, que transforman como tripletes bajo el grupo de color, y leptones, que son partículas sin carga de color. En cada una de estas categorías algunas partículas se transforman en dobletes débiles, mientras que otras transforman a singletes débiles. A continuación se presenta el contenido de partículas fermiónicas del Modelo Estándar y las reglas de transformación ante \mathcal{G}_{SM} ,

$$\text{Singlete débil del leptón: } \bar{e}_{iL} \sim (\mathbf{1}, \mathbf{1}^c)_{y_2},$$

$$\text{Doblete débil del leptón: } L_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ e_i \end{pmatrix}_L \sim (\mathbf{2}, \mathbf{1}^c)_{y_1},$$

$$\text{Doblete débil del Quark: } \mathbf{Q}_i = \begin{pmatrix} \mathbf{u}_i \\ \mathbf{d}_i \end{pmatrix}_L \sim (\mathbf{2}, \mathbf{3}^c)_{y_3},$$

$$\text{Singlete débil del antiquark: } \bar{\mathbf{u}}_{iL} \sim (\mathbf{1}, \bar{\mathbf{3}}^c)_{y_4},$$

$$\text{Singlete débil del antiquark: } \bar{\mathbf{d}}_{iL} \sim (\mathbf{1}, \bar{\mathbf{3}}^c)_{y_5},$$

donde $\mathbf{1}$, $\mathbf{2}$ y $\mathbf{3}$ representan que los campos transforman como singletes, dobletes o tripletes, respectivamente. Además, esta notación denota al color, el isospín y la hipercarga, en la forma $(SU(2)_L, SU(3)_c)_{U(1)_Y}$. El índice i corre sobre las tres familias de fermiones quirales. En términos matriciales, los campos son escritos como,

$$\mathbf{W}_\mu = \frac{1}{2} W_\mu^a(x) \tau^a, \quad \mathbf{A}_\mu = \frac{1}{2} A_\mu^A(x) \lambda^A,$$

donde τ^a y λ^A son las matrices de Pauli y Gell-Mann para $SU(2)_L$ y $SU(3)_c$ respectivamente.

Para preservar la invariancia local ante \mathcal{G}_{SM} , la derivadas covariantes actúan ante los

campos como,

$$\mathcal{D}_\mu \bar{e}_i = (\partial_\mu + \frac{i}{2} y_2 B_\mu) \bar{e}_i, \quad (2.7)$$

$$\mathcal{D}_\mu L_i = (\partial_\mu + i \mathbf{W}_\mu + \frac{i}{2} y_1 B_\mu) L_i, \quad (2.8)$$

$$\mathcal{D}_\mu \mathbf{Q}_i = (\partial_\mu + i \mathbf{A}_\mu + i \mathbf{W}_\mu + \frac{i}{2} y_3 B_\mu) \mathbf{Q}_i, \quad (2.9)$$

$$\mathcal{D}_\mu \bar{\mathbf{u}}_i = (\partial_\mu - i \mathbf{A}_\mu^* + \frac{i}{2} y_4 B_\mu) \bar{\mathbf{u}}_i, \quad (2.10)$$

$$\mathcal{D}_\mu \bar{\mathbf{d}}_i = (\partial_\mu - i \mathbf{A}_\mu^* + \frac{i}{2} y_5 B_\mu) \bar{\mathbf{d}}_i. \quad (2.11)$$

Así, podemos escribir el Lagrangiano de Weyl-Dirac en la forma,

$$\mathcal{L}_{WD} = \sum_i^3 \left(L_i^\dagger \sigma^\mu \mathcal{D}_\mu L_i + \bar{e}_i^\dagger \sigma^\mu \mathcal{D}_\mu \bar{e}_i + \mathbf{Q}_i^\dagger \sigma^\mu \mathcal{D}_\mu \mathbf{Q}_i + \bar{\mathbf{u}}_i^\dagger \sigma^\mu \mathcal{D}_\mu \bar{\mathbf{u}}_i + \bar{\mathbf{d}}_i^\dagger \sigma^\mu \mathcal{D}_\mu \bar{\mathbf{d}}_i \right). \quad (2.12)$$

En conjunto, los Lagrangianos de Yang-Mills y Weyl-Dirac conservan además simetrías globales. Hay varias simetrías quirales diferentes; de hecho, hay una distinta para cada conjunto de fermiones con los mismos números cuánticos. Por ejemplo, la transformación global de los dobletes del lepton

$$L_i \longrightarrow L'_i = U_{ij} L_j$$

donde U_{ij} es la matriz unitaria de 3×3 , deja invariante al Lagrangiano parcial $\mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_{WD}$. En efecto, como esta invariancia se cumple para todos los tipos de fermiones, tenemos la simetría global $U(3) \times U(3) \times U(3) \times U(3) \times U(3)$. Algunas de estas simetrías se rompen debido a las interacciones de Yukawa del Modelo Estándar, donde los fermiones interactúan con partículas sin espín. Este y otros tópicos son interesantes pero se encuentran lejos del alcance de esta tesis, por lo cual dejaremos este tema abierto para el lector interesado.

El siguiente ingrediente del Lagrangiano del Modelo Estándar es el Lagrangiano de Yukawa, \mathcal{L}_{Yu} , el cual está dado por,

$$\mathcal{L}_{Yu} = i \widehat{L}_i \bar{e}_j H^* Y_{ij}^{[e]} + i \widehat{\mathbf{Q}}_i \bar{\mathbf{d}}_j H^* Y_{ij}^{[d]} + i \widehat{\mathbf{Q}}_i \bar{\mathbf{u}}_j \tau_2 H Y_{ij}^{[u]} + c.c., \quad (2.13)$$

donde τ_2 son las matrices de Pauli, H es el campo de Higgs y las constantes de acoplamiento de Yukawa $\mathbf{Y}^{[e]}$, $\mathbf{Y}^{[d]}$ y $\mathbf{Y}^{[u]}$, son matrices complejas de 3×3 las cuales no se conocen. La adición de un término *c.c.* es para denotar que se añade el complejo conjugado.

Podemos escribir, sin pérdida de generalidad, a cualquier matriz como el producto de una matriz unitaria por una matriz diagonal real por otra matriz unitaria, de tal forma que,

$$\mathbf{Y}^{[e]} = \mathbf{U}_e^t \mathbf{M}^{[e]} \mathbf{V}_e, \quad (2.14)$$

donde \mathbf{U}_e y \mathbf{V}_e son matrices unitarias de 3×3 , y $\mathbf{M}^{[e]}$ es una matriz diagonal real.

Si redefinimos los campos

$$L' = \mathbf{U}_e L, \quad \bar{e}' = \mathbf{V}_e \bar{e}, \quad (2.15)$$

podemos deshacernos de las matrices \mathbf{U}_e y \mathbf{V}_e , haciendo la parte leptónica de los acoplamientos de Yukawa como

$$i \sum_{i=1}^3 \hat{L}_i \bar{e}_i H^* y_{ii}^{[e]} + c.c.,$$

donde $y_{ii}^{[e]}$ son los elementos de la diagonal de la matriz $\mathbf{M}^{[e]}$. De esta forma, los acoplamientos de Yukawa del leptón descomponen la simetría global leptónica $SU(3) \times SU(3) \times U(1) \times U(1)$ en tres transformaciones de fase,

$$L_i \rightarrow e^{i\alpha_i} L_i, \quad \bar{e}_i \rightarrow e^{-i\alpha_i}, \quad (2.16)$$

las cuales son interpretadas como los tres números leptónicos, uno para cada familia (electrón, muón y tau).

Podemos hacer una simplificación similar para la parte asociada a los quarks, haciendo

$$\mathbf{Y}^{[d]} = \mathbf{U}_d^t \mathbf{M}^{[d]} \mathbf{V}_d, \quad (2.17)$$

$$\mathbf{Y}^{[u]} = \mathbf{U}_u^t \mathbf{M}^{[u]} \mathbf{V}_u, \quad (2.18)$$

donde $\mathbf{U}_{u,d}$ y $\mathbf{V}_{u,d}$ son familias de matrices unitarias; $\mathbf{M}^{[d]}$ y $\mathbf{M}^{[u]}$ son matrices diagonales reales.

De manera análoga al procedimiento realizado anteriormente, redefinimos los siguientes campos,

$$\bar{\mathbf{u}} \rightarrow \mathbf{V}_u \bar{\mathbf{u}}, \quad \bar{\mathbf{d}} \rightarrow \mathbf{V}_d \bar{\mathbf{d}}. \quad (2.19)$$

A diferencia del procedimiento de reducción de los términos en el sector leptónico, en este caso no podemos eliminar las matrices \mathbf{U}_u y \mathbf{U}_d al mismo tiempo para redefinir los campos físicos, ya que las fases no pueden ser canceladas. Lo mejor que podemos hacer es reescribir la sección de los acoplamientos de Yukawa asociada a los quarks en la forma simplificada,

$$i\hat{\mathbf{Q}}_i \bar{\mathbf{d}}_i H^* y_{ii}^{[d]} + i\hat{\mathbf{Q}}_i \mathcal{V}_{ji} \bar{\mathbf{u}}_j \tau_2 H y_{jj}^{[u]}, \quad (2.20)$$

donde

$$\mathcal{V} = \mathbf{U}_u \mathbf{U}_d^\dagger, \quad (2.21)$$

es una matriz unitaria.

Finalmente podemos hacer una última modificación descomponiendo a la matriz \mathcal{V} como

$$\mathcal{V} = \mathcal{P}^T \mathcal{U} \mathcal{P}', \quad (2.22)$$

donde \mathcal{P} y \mathcal{P}' son matrices diagonales de fase y \mathcal{U} contiene el resto de parámetros. En el caso físico en el que se toman 3 familias, \mathcal{V} depende de nueve parámetros, uno de los cuales es una fase global. Los otros ocho corresponden a los generadores de $SU(3)$. Usando esta modificación

vemos que \mathcal{P} y \mathcal{P}' dependen cada uno de dos parámetros, y por consecuencia la matriz \mathcal{U} dependerá de cuatro parámetros. Tres de estos corresponden a rotaciones reales mientras que el cuarto parámetro debe ser una fase, es decir, que no está en el subgrupo $SO(3)$ de $SU(3)$. \mathcal{P} puede ser absorbida por $\bar{\mathbf{u}}$, mientras que \mathcal{P}' puede ser absorbida por \mathbf{Q} y por medio del primer acoplamiento reabsorberse en la definición de \mathbf{d} , y de esta manera desaparecer de la ecuación. Finalmente, la forma del Lagrangiano de Yukawa del Modelo Estándar es,

$$\mathcal{L}_{Yu} = i \left(\widehat{L}_i y_{ii}^{[e]} \bar{e}_i + \widehat{Q}_i y_{ii}^{[d]} \bar{\mathbf{d}}_i \right) H^* + i \widehat{Q}_i \mathcal{U}_{ji} y_{jj}^{[u]} \bar{\mathbf{u}}_j \tau_2 H + c.c. \quad (2.23)$$

Describiremos ahora el cuarto y último término del Lagrangiano del Modelo Estándar, el cuál es de fundamental interés para la finalidad de esta tesis: el Lagrangiano del campo de Higgs.

La derivada covariante contiene la información de las transformaciones invariantes permitidas, es decir, debe transformar bajo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y no bajo $SU(3)_c$. Esto queda explícito en la derivada covariante la cual toma la forma,

$$\mathcal{D}_\mu H = \left(\partial_\mu + i \mathbf{W}_\mu + \frac{i}{2} y_h B_\mu \right) H. \quad (2.24)$$

El Lagrangiano de Higgs está dado por,

$$\mathcal{L}_H = (\mathcal{D}_\mu H)^\dagger (\mathcal{D}^\mu H) - V(H), \quad (2.25)$$

donde V es el potencial renormalizable más general invariante bajo transformaciones $SU(2)_L \times U(1)$, dado por,

$$V = -\mu^2 H^\dagger H + \lambda (H^\dagger H)^2, \quad (2.26)$$

donde λ es una constante de acoplamiento adimensional que se toma positivo para asegurar que V está acotado por abajo, y μ^2 es un parámetro con unidades de masa en el Lagrangiano clásico. Es importante mencionar que el parámetro λ es actualmente uno de los parámetros

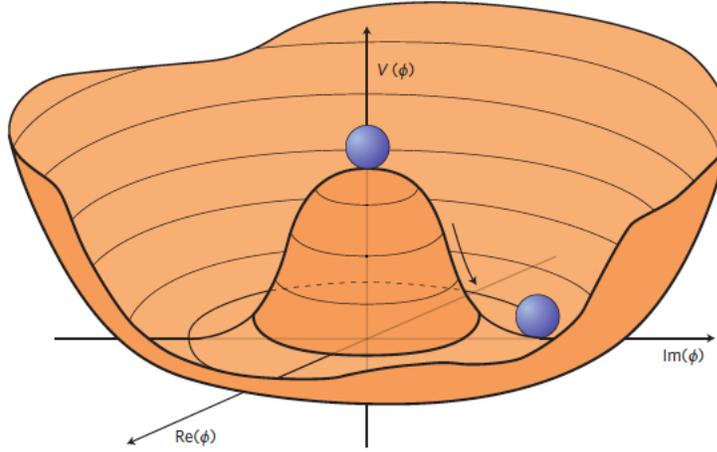


Figure 2.1. Potencial del campo de Higgs.

desconocidos del Modelo Estándar.

La elección específica de los parámetros en el potencial es tal que se asegura que el mínimo de potencial no es cero (ver Figura 2.1). Este hecho fue utilizado por Higgs, Englert y Brout para explicar el origen de la masa de las partículas a través del Mecanismo de Higgs, el cual se explicará en la siguiente sección.

2.2. Mecanismo de Higgs

El Lagrangiano del Modelo Estándar no incorpora un término de masa para las partículas. Para dotar de masa a los fermiones y a los bosones vectoriales se postuló que, mediante el Mecanismo de Higgs, el rompimiento de la simetría del subgrupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ podía explicar el origen de todas las masas. Este mecanismo se explicará a continuación.

Consideremos primero el ejemplo de la electrodinámica escalar para el campo escalar $\phi = \varphi_1 + i\varphi_2$, el cual es invariante bajo transformaciones de $U(1)$. El Lagrangiano está dado por [27],

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + (D_\mu\phi)^*(D^\mu\phi) - V(\phi^*\phi), \quad (2.27)$$

donde

$$V(\phi^*\phi) = -\mu^2\phi^*\phi + \lambda(\phi^*\phi)^2, \quad (2.28)$$

con $\mu^2 > 0$, y $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ es el tensor de fuerza del campo del fotón A_μ y la derivada covariante es $D_\mu\phi = (\partial_\mu - ieA_\mu)\phi$. El Lagrangiano (2.27) es invariante bajo las siguientes transformaciones de $U(1)$,

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{-i\alpha(x)}\phi, \quad (2.29)$$

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x). \quad (2.30)$$

Ahora, minimizando el potencial V , se puede encontrar que el mínimo del potencial se encuentra en $|\phi_0|^2 \equiv \frac{v^2}{2} = \frac{\mu^2}{2\lambda}$. Posteriormente, si se parametriza el campo $\phi(x)$ de la forma,

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x))e^{i\frac{\theta(x)}{v}}, \quad (2.31)$$

donde $\eta(x)$ y $\theta(x)$ son campos reales, se puede definir un nuevo conjunto de campos al tomar una transformación de norma muy particular, llamada la norma unitaria, con $\alpha(x) = \theta(x)/v$, entonces

$$\phi(x) \rightarrow \phi(x)' = e^{-i\frac{\theta(x)}{v}}\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x)), \quad (2.32)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow B_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{1}{ev}\partial_\mu\theta(x). \quad (2.33)$$

Bajo esta transformación unitaria la derivada covariante transforma como,

$$D_\mu\phi(x) \rightarrow D'_\mu\phi'(x) = (\partial_\mu - ieB_\mu)\frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x)), \quad (2.34)$$

y el tensor de fuerza transforma de la siguiente manera,

$$F_{\mu\nu}(A) = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \rightarrow F_{\mu\nu}(B) = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.35)$$

Así, se puede probar que $F_{\mu\nu}(B) = F_{\mu\nu}(A)$ sustituyendo (2.33) en (2.35), lo cual nos muestra que el tensor $F_{\mu\nu}$ es invariante de norma. Sustituyendo las ecuaciones (2.32), (2.33), (2.34) y (2.35) en la ecuación (2.27), el Lagrangiano queda escrito como,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} |\partial_\mu \eta - ieB_\mu(v + \eta)|^2 - \frac{\mu^2}{2}(v + \eta)^2 - \frac{\lambda}{4}(v + \eta)^4 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}(B) F^{\mu\nu}(B) \\ &= \frac{1}{2} \partial_\mu \eta \partial^\mu \eta - \mu^2 \eta^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}(B) F^{\mu\nu}(B) + \frac{1}{2} (ev)^2 B_\mu B^\mu \\ &\quad + \frac{1}{2} e^2 B_\mu B^\mu \eta (\eta + 2v) - \lambda v \eta^3 - \frac{\lambda}{4} \eta^4. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Podemos ver que este Lagrangiano describe, después del rompimiento de simetría, a un bosón vectorial masivo B con masa $m_B = ev$ y un escalar masivo η con masa $m_\eta = \sqrt{2\mu^2}$. η se le llama “Bosón de Higgs”.

Ahora consideremos el modelo no abeliano $SU(2)$ generalizando el modelo $U(1)$. Tenemos ahora un doblete de $SU(2)$ de la forma,

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}. \quad (2.37)$$

Entonces el Lagrangiano invariante de norma bajo el grupo de simetría $SU(2)$ está dado por,

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} - V(\phi^\dagger \phi), \quad (2.38)$$

con

$$D_\mu \phi = \left(\partial_\mu - ig \frac{\tau^i}{2} A_\mu^i \right) \phi, \quad (i = 1, 2, 3) \quad (2.39)$$

$$F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu A_\nu^i - \partial_\nu A_\mu^i + g \epsilon^i_{jk} A_\mu^j A_\nu^k, \quad (2.40)$$

$$V(\phi^\dagger \phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (2.41)$$

donde $\mu^2 > 0$ y se ha usado la convención de suma cuando los índices se encuentran repetidos.

Ahora introduzcamos los nuevos campos $H(x)$ y $\xi^i(x)$ ($i = 1, 2, 3$), parametrizando al campo $\phi(x)$ como

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\tau^i \xi^i(x)/2v} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (2.42)$$

y tomando la norma unitaria como se realizó en el caso anterior, podemos redefinir los campos como,

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = U(x)\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (2.43)$$

$$\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{B}_\mu = U(x)\mathbf{A}_\mu U^{-1} - \frac{i}{g} (\partial_\mu U) U^{-1}, \quad (2.44)$$

con

$$U(x) = e^{-i\tau^i \xi^i(x)/2v}. \quad (2.45)$$

De manera análoga a $U(1)$, ahora se observa la forma en la que transforma la derivada covariante y el tensor de fuerzas; estos resultan,

$$D_\mu \phi \rightarrow (D_\mu \phi)' = \left(\partial_\mu - ig \frac{\tau^i}{2} B_\mu^i \right) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (2.46)$$

$$F_{\mu\nu}^i(A) F^{i\mu\nu}(A) \rightarrow F_{\mu\nu}^i(B) F^{i\mu\nu}(B) = F_{\mu\nu}^i(A) F^{i\mu\nu}(A), \quad (2.47)$$

con

$$F_{\mu\nu}^i(B) = \partial_\mu B_\nu^i - \partial_\nu B_\mu^i + g\epsilon^i{}_{jk} B_\mu^j B_\nu^k. \quad (2.48)$$

Finalmente, el Lagrangiano se modifica de la siguiente manera,

$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi)' - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^i(B)F^{i\mu\nu}(B) + \mu^2(\phi^\dagger\phi)' - \lambda(\phi^\dagger\phi')^2. \quad (2.49)$$

De este Lagrangiano se puede observar que los tres campos $\xi^i(x)$ ($i=1,2,3$) desaparecieron. Para poder ver este hecho, reescribimos el Lagrangiano \mathcal{L} en términos de las componentes del campo ϕ' . Los términos de la derivada covariante se escribirán como,

$$[(D_\mu\phi)']^\dagger_a(D^\mu\phi)'_a = \frac{1}{2}\partial_\mu H\partial^\mu H + g^2 B_\mu^i B^{j\mu} \left(\frac{\tau^i}{2}\right)_b^a \left(\frac{\tau^j}{2}\right)_a^c \phi'^b \phi'_c, \quad (2.50)$$

$$= \frac{1}{2}\partial_\mu H\partial^\mu H + \frac{g^2}{8} B_\mu^i B^{i\mu} (v + H)^2. \quad (2.51)$$

Finalmente, se expande el Lagrangiano en términos de los campos remanentes, $H(x)$ y B_μ , y se obtiene el siguiente Lagrangiano,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2}\partial_\mu H\partial^\mu H - \mu^2 H^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^i(B)F^{i\mu\nu}(B) + \frac{g^2 v^2}{8} B_\mu^i B^{i\mu} \\ & + \frac{g^2}{8} B_\mu^i B^{i\mu} H(2v + H) - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 - \frac{v^4}{4}. \end{aligned} \quad (2.52)$$

En el Lagrangiano apareció un acoplamiento trilineal entre los campos vectoriales masivos B_μ^i ($i=1,2,3$) con masa $m_B = \frac{1}{2}gv$ y un singlete escalar masivo, es decir, el bosón de Higgs H con masa $m_H = \sqrt{2\mu^2}$. Esto es el mecanismo de Higgs en una teoría de norma no abeliana de $SU(2)$.

Ahora analizaremos el rompimiento de simetría para el grupo $SU(2) \times U(1)$, el cual corresponde al subgrupo del Modelo Estándar. Nuevamente, tomaremos el potencial $V(\phi^\dagger\phi)$

con λ positivo y m^2 negativo, tiene un valor mínimo determinado por,

$$\phi^\dagger\phi = |\phi|^2 = \frac{v^2}{2}, \quad \text{con} \quad v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}. \quad (2.53)$$

El rompimiento espontáneo de simetría ocurre cuando el doblete escalar ϕ tiene un valor esperado de,

$$\phi_0 = \langle 0|\phi|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (2.54)$$

Esta ecuación nos conduce a un valor de expectación del vacío dado como,

$$\langle 0|\xi|0\rangle = \langle 0|H|0\rangle = 0. \quad (i = 1, 2, 3) \quad (2.55)$$

Podemos reescribir el Lagrangiano en la norma unitaria, donde los 3 bosones de goldstone ξ_i son reabsorbidos dentro de los bosones de norma, W^\pm y Z^0 . Aplicando la transformación unitaria $SU(2)$,

$$U(\xi) = e^{-i\frac{\vec{\tau}\cdot\vec{\xi}}{2v}}, \quad (2.56)$$

podemos definir los nuevos campos como,

$$\phi' = U(\xi)\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{(v+H)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H)\chi, \quad (2.57)$$

$$L' = U(\xi)L, \quad (2.58)$$

$$\vec{\mathbf{A}}'_\mu = U(\xi)\vec{\mathbf{A}}_\mu U(\xi)^{-1} - \frac{i}{g}(\partial_\mu U(\xi))U^\dagger(\xi), \quad (2.59)$$

con $\chi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ y $\vec{\mathbf{A}}'_\mu = \vec{\mathbf{A}}_\mu \cdot \frac{\vec{\tau}}{2}$, donde los campos transformados son denotados como primados.

R y B_μ permanecen invariantes bajo la transformación de $SU(2)$,

$$R' = R, \quad (2.60)$$

$$B'_\mu = B_\mu. \quad (2.61)$$

El Lagrangiano es invariante bajo estas transformaciones y se puede reescribir cada pieza de la siguiente manera,

$$\mathcal{L}_F = \bar{L}' i \gamma^\mu \left(\partial_\mu - ig \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{A}'_\mu + \frac{i}{2} g' B'_\mu \right) L' + \bar{R}' i \gamma^\mu (\partial_\mu + ig' B'_\mu) R', \quad (2.62)$$

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4} F'^i_{\mu\nu} F'^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} B'^{\mu\nu} B'_{\mu\nu}, \quad (2.63)$$

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \phi)' (D^\mu \phi)' - V(\phi'^\dagger \phi'), \quad (2.64)$$

$$\mathcal{L}_Y = -G_e (\bar{L}' \phi' R' + \bar{R}' \phi'^\dagger L') + h.c. \quad (2.65)$$

donde $h.c.$ es el hermítico conjugado.

Los campos escalares generan las masas de los bosones de norma, los quarks y los leptones por medio del mecanismo de Higgs. Para analizar los acoplamientos del bosón de Higgs, observemos el Lagrangiano del campo escalar ϕ . \mathcal{L}_S se escribe explícitamente como,

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \phi)' (D^\mu \phi)' - V(\phi'^\dagger \phi), \quad (2.66)$$

con

$$(D_\mu \phi)' = \left(\partial_\mu - ig \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{A}'_\mu - \frac{i}{2} g' B'_\mu \right) \phi' \quad (2.67)$$

$$= \left(\partial_\mu - ig \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{A}'_\mu - \frac{i}{2} g' B'_\mu \right) \frac{1}{\sqrt{2}} (v + H) \chi. \quad (2.68)$$

El primer término de la ecuación (2.66) contiene el término de la masa cuadrada para los

bosones de norma electrodébiles el cual se origina del término cuadrático del campo de norma,

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{mass} &= \frac{v^2}{2} \chi^\dagger \left(g \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{A}'_\mu + \frac{g'}{2} B'_\mu \right) \left(g \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{A}'^\mu + \frac{g'}{2} B'^\mu \right) \chi \\ &= \frac{v^2}{8} \left(g^2 A'^1_\mu A'^{1\mu} + g^2 A'^2_\mu A'^{2\mu} + (g A'^3_\mu - g' B'_\mu)^2 \right).\end{aligned}\quad (2.69)$$

Ahora se introducen los bosones de norma cargados W^\pm definidos por,

$$W_\mu^\pm = \frac{A'^1_\mu \mp i A'^2_\mu}{\sqrt{2}}, \quad (2.70)$$

y de la suma de los primeros dos términos de la ecuación (2.69) se obtiene que los bosones vectoriales cargados W^\pm son masivos, con una masa dada por la relación,

$$M_W = \frac{1}{2} g v. \quad (2.71)$$

El término restante puede ser escrito como

$$\frac{v^2}{8} (A'^3_\mu B'_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -g g' \\ -g g' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'^{3\mu} \\ B'^\mu \end{pmatrix}, \quad (2.72)$$

la cual, al ser diagonalizada resulta

$$\frac{v^2}{8} (Z_\mu A_\mu) \begin{pmatrix} g^2 + g'^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix} = \frac{v^2}{8} (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu + 0 \cdot A_\mu A^\mu, \quad (2.73)$$

donde hemos puesto explícitamente que el término de masa para el fotón no existe, o bien, tiene masa cero; además, hemos rotado el sistema mediante la relación unitaria

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'^3_\mu \\ B'_\mu \end{pmatrix}, \quad (2.74)$$

donde θ_W se llama ángulo de Weinberg. Esta diagonalización nos lleva a que

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g} \quad (2.75)$$

o bien,

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.76)$$

De la ecuación (2.73) se observa que el bosón neutro Z se vuelve masivo, con una masa dada por

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}, \quad (2.77)$$

y otro bosón A_μ es no masivo, y por lo tanto lo podemos identificar como el fotón real. En el modelo Glashow-Weinberg-Salam (GWS) la masa del bosón Z está relacionada con la de los bosones W^\pm por medio de la relación,

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W}. \quad (2.78)$$

Después de todo lo anterior, el Lagrangiano \mathcal{L}_S en la norma unitaria resulta en lo siguiente,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_S &= (D_\mu \phi)'(D^\mu \phi)' - V(\phi^\dagger \phi') \\ &= \frac{1}{2}\partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2}M_H^2 H^2 - \lambda_v H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4 \\ &\quad + \frac{g^2}{8}(H^2 + 2Hv) \left[\frac{1}{\cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu + 2W_\mu^+ W^{-\mu} \right] \\ &\quad + M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2}M_Z^2 Z_\mu Z^\mu. \end{aligned} \quad (2.79)$$

Con estos términos es posible notar que el campo del Higgs, se acopla con el campo del bosón Z mediante el término, $H Z_\mu Z^\mu$. Por otro lado, la corriente neutra del Z se obtiene mediante un mecanismo similar al del Higgs. Esta está dada por,

$$\mathcal{L}_{NC}^Z = \frac{g}{\cos \theta_W} J_\mu^Z Z^\mu, \quad (2.80)$$

donde

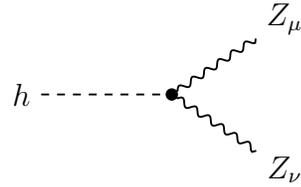
$$J_\mu^Z = \bar{L}\gamma_\mu \frac{\tau^3}{2}L - \sin^2 \theta_W (Q_f \bar{f}\gamma_\mu f + Q'_f \bar{f}'\gamma_\mu f'), \quad (2.81)$$

y Q_f y Q'_f son las cargas eléctricas de f y f' . Es a partir de la ecuación (2.80), que se obtiene el acoplamiento entre el bosón Z y los leptones, como los muones. Finalmente, de las ecuaciones (2.79) y (2.80), se obtienen las reglas de Feynman necesarias para continuar con el desarrollo de esta tesis.

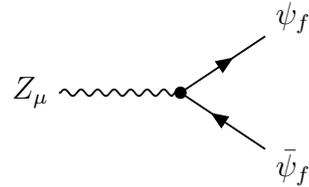
2.3. Reglas de Feynman

Después de la descripción teórica del Modelo Estándar, es preciso mencionar las *Reglas de Feynman* asociados a la teoría del Modelo Estándar. En general, las reglas de Feynman son varias, pero en esta sección solo se hará énfasis en las necesarias para esta tesis. Estos diagramas son obtenidos de manera natural en la Teoría Cuántica de Campos y son los elementos fundamentales para calcular las secciones eficaces, descritas en el primer capítulo de esta tesis. La idea central de esta técnica es mostrarnos una representación pictórica de las ecuaciones que describen el comportamiento de las partículas subatómicas y proporcionarnos una predicción que pueda ser útil para las mediciones experimentales.

Las reglas de Feynman pueden ser extraídas directamente del Lagrangiano. A continuación, enunciaremos las reglas de Feynman relevantes para el proceso de decaimiento de Higgs a dos bosones Z ($H \rightarrow ZZ$) y el subsecuente decaimiento de los bosones Z a dos muones ($Z \rightarrow \mu^+\mu^-$):



$$= i \frac{g}{\cos \theta_W} M_Z g_{\mu\nu} , \quad (2.82)$$



$$= i \frac{g}{\cos \theta_W} \gamma_\mu \left(g_V^f - g_A^f \gamma_5 \right) . \quad (2.83)$$

donde

$$g_V^f = \frac{1}{2} T_f^3 - Q_f \sin^2 \theta_W , \quad G_A^f = \frac{1}{2} T_f^3 . \quad (2.84)$$

Finalmente, para la descripción de la creación del campo de Higgs, en esta tesis se hará uso de las reglas de Feynman que describen a los protones como partículas en el estado inicial y a la Teoría Electrodébil para el decaimiento del Higgs a cuatro muones. La teoría que describe los estados iniciales se le conoce como la Cromodinámica Cuántica o Física del Color, y antes de enunciar las reglas de Feynman de la QCD, motivaremos el éxito de la QCD.

El procedimiento consiste en tomar las funciones de Green y separar la acción, S , en un elemento libre, S_0 , más otro elemento que representará la interacción, S_{int} , que trataremos como una perturbación. La Teoría Cuántica de Campos nos proporcionará así, las reglas que se aplican a la propagación de las partículas, a través de S_0 , y los vértices de interacción entre las partículas, a través de S_{int} .

Para ejemplificar el método, tomaremos la QED. El Lagrangiano de QED está escrito como,

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu(\partial_\mu - ieA_\mu) - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} , \quad (2.85)$$

donde el primer término corresponde a la propagación libre de electrones y positrones y el último término corresponde a la propagación libre del campo del fotón y el segundo término es tratado como una perturbación. Así, las reglas de Feynman que se obtienen de

este Lagrangiano son tres, y se escriben como se muestran a continuación.

$$\bar{\psi}_\alpha \bullet \xleftarrow{k} \bullet \psi_\beta = \left[\frac{i}{\not{k} - m + i0} \right]_{\alpha\beta}, \quad (2.86)$$

$$A^\mu \bullet \text{~~~~~} \bullet A^\nu = \frac{i}{k^2 + i0} d^{\mu\nu}(k), \quad (2.87)$$

$$\begin{array}{c} \mu \text{~~~~~} \bullet \\ \searrow \nearrow \\ \beta \nearrow \alpha \end{array} = i e (\gamma^\mu)_{\alpha\beta}. \quad (2.88)$$

Con las reglas anteriores se puede describir los estados intermedios. Sin embargo, es necesario saber cómo se tratan, a nivel de las reglas de Feynman, los estados iniciales y finales. Nuevamente, la Teoría Cuántica de Campos nos proporciona las reglas, y estas se describen como sigue.

$$\begin{array}{c} \text{~~~~~} \bullet \\ k \rightarrow \end{array} = \varepsilon^\mu(\mathbf{k}, \lambda), \quad \text{para un fotón entrando,} \quad (2.89)$$

$$\begin{array}{c} \bullet \text{~~~~~} \\ k' \rightarrow \end{array} = (\varepsilon^\mu(\mathbf{k}', \lambda'))^*, \quad \text{para un fotón saliendo,} \quad (2.90)$$

$$\alpha \xrightarrow{k} \bullet = u_\alpha(k, s), \quad \text{para un electrón entrando,} \quad (2.91)$$

$$\bullet \xrightarrow{k} \alpha = \bar{u}_\alpha(k, s), \quad \text{para un electrón saliendo,} \quad (2.92)$$

$$\alpha \xleftarrow{k} \bullet = \bar{v}_\alpha(k, s), \quad \text{para un positrón entrando,} \quad (2.93)$$

$$\bullet \xleftarrow{k} \alpha = v_\alpha(k, s), \quad \text{para un positrón saliendo.} \quad (2.94)$$

Las reglas anteriores ejemplifican el método para obtener las reglas de Feynman para la QCD. Si tomamos el Lagrangiano de QCD,

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_i (i(\gamma^\mu D_\mu)_{ij} - m\delta_{ij}) \psi_j - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (2.95)$$

se obtienen las reglas que se muestran en los siguientes diagramas.

Reglas de Feynman para propagadores,

$$\mu, a \bullet \text{-----} \bullet \nu, b \quad = \frac{i\delta^{ab}}{k^2 + i0} d^{\mu\nu}(k) , \quad (2.96)$$

$k \rightarrow$

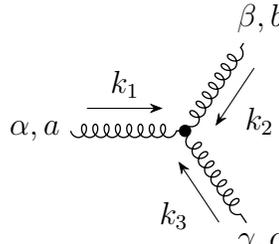
$$a, i \bullet \text{-----} \bullet b, j \quad = \frac{i}{(k - m_f + i0)_{ij}} , \quad (2.97)$$

$k \rightarrow$

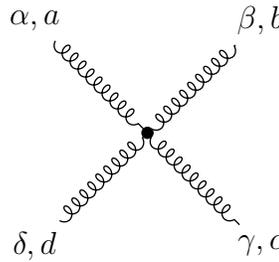
$$a \bullet \text{-----} \bullet b \quad = \frac{i\delta^{ab}}{k^2 + i0} . \quad (2.98)$$

$k \rightarrow$

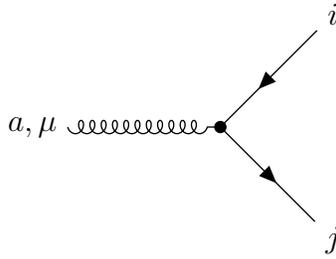
Reglas de Feynman para vértices,



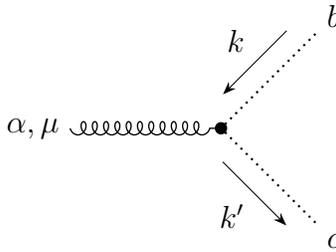
$$= -g_S f^{abc} [g^{\alpha\beta}(k_1 - k_2)^\gamma + g^{\beta\gamma}(k_2 - k_3)^\alpha + g^{\gamma\alpha}(k_3 - k_1)^\beta] , \quad (2.99)$$



$$= ig_S^2 \begin{bmatrix} f^{abe} f^{cde} (g^{\alpha\gamma} g^{\beta\delta} - g^{\alpha\delta} g^{\beta\gamma}) \\ + f^{ace} f^{bde} (g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} - g^{\alpha\delta} g^{\gamma\beta}) \\ + f^{ade} f^{bce} (g^{\alpha\beta} g^{\delta\gamma} - g^{\alpha\gamma} g^{\delta\beta}) \end{bmatrix} , \quad (2.100)$$



$$= ig_S \gamma^\mu \mathbf{T}_{ij}^a , \quad (2.101)$$



$$= -g_S f^{abc} k'^{\mu} . \quad (2.102)$$

Estos diagramas explican los comportamientos de las interacciones entre partículas en el marco de la QCD. En la siguiente sección se hablará a más profundidad de esta teoría.

2.4. Cromodinámica Cuántica

La teoría de la Cromodinámica Cuántica describe los fenómenos donde gluones y quarks interactúan por medio de la fuerza nuclear fuerte, formando a los hadrones. En esta teoría

cada quark tiene una carga de color que puede tomar tres valores: Rojo, Verde o Azul, o (R), (G), (B) respectivamente, por sus iniciales en inglés. Cuando un quark emite un gluón, la carga de color de dicho quark puede o no cambiar, dependiendo del tipo de acoplamiento que hubo entre el gluón y el quark. Existen nueve formas distintas de acoplamiento entre el gluón y el quark. Ocho de estas forman un octete de “color” bajo el grupo $SU(3)$,

$$\begin{aligned}
 g_1 &= R\bar{G}, & g_2 &= R\bar{B}, & g_3 &= G\bar{R}, \\
 g_4 &= G\bar{B}, & g_5 &= B\bar{R}, & g_6 &= B\bar{G}, \\
 g_7 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (R\bar{R} - G\bar{G}), \\
 g_8 &= \frac{1}{\sqrt{6}} (R\bar{R} + G\bar{G} - 2B\bar{B}),
 \end{aligned} \tag{2.103}$$

y el gluón restante forma un singlete de $SU(3)$,

$$g_0 = \frac{1}{\sqrt{3}} (R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}). \tag{2.104}$$

Este singlete se acopla de la misma forma con todos los quarks, es decir, que todos los canales de color son *seleccionados* con igual probabilidad, así que en los cálculos de la QCD usualmente no presenta una complicación.

Analicemos la fuerza de interacción entre dos quarks. Estos pueden intercambiar un fotón y un gluón (ver Figura 2.2). La fuerza de acoplamiento con el fotón estará descrita por la electrodinámica cuántica y es proporcional a

$$e_1 e_2 \alpha, \tag{2.105}$$

donde e_1 y e_2 son las cargas eléctricas de los dos quarks y α es la constante de estructura fina.

Esto es muy parecido al comportamiento de la fuerza de acoplamiento con el gluón, el cual estará determinado por la QCD. En esta teoría, la interacción fuerte entre dos quarks al

intercambiar un gluón es

$$\left(\frac{c_1}{\sqrt{2}}\right)\left(\frac{c_2}{\sqrt{2}}\right)\alpha_S = \frac{2}{6}\alpha_S, \quad (2.106)$$

donde c_1 y c_2 son los coeficientes de color que pueden deducirse de la ecuación (2.103) y en este caso,

$$\alpha_S = \frac{g_S^2}{4\pi}, \quad (2.107)$$

con g_S la constante de acoplamiento fuerte.

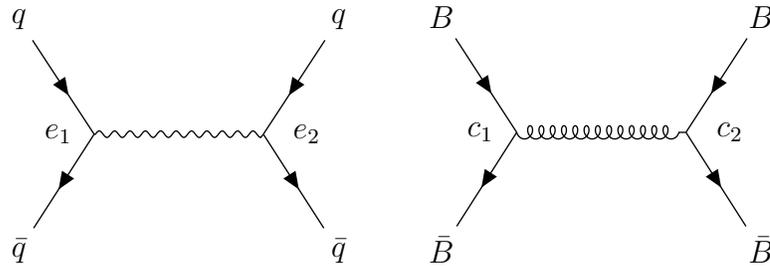


Figure 2.2. En la figura de la izquierda, el proceso $q\bar{q} \rightarrow \gamma \rightarrow q\bar{q}$. En la figura de la derecha, el proceso $q(B)\bar{q}(\bar{B}) \rightarrow g \rightarrow q(B)\bar{q}(\bar{B})$.

Los factores de color no suelen ser calculados de las relaciones (2.103). Para esto suelen utilizarse las propiedades matemáticas de las matrices de color de $SU(3)$, \mathbf{T}_a , las cuales satisfacen el álgebra de Lie,

$$[\mathbf{T}_a, \mathbf{T}_b] = if_{abc}\mathbf{T}_c, \quad (2.108)$$

donde f_{abc} son las constantes de estructura antisimétricas de $SU(3)$. Estas matrices ahora aparecerán, por ejemplo, en el vértice quark-gluón, el cual está dado por

$$a, \mu \text{ wavy line} \bullet \begin{matrix} \nearrow i \\ \searrow j \end{matrix} = ig_S \gamma^\mu \mathbf{T}_{ij}^a, \quad (2.109)$$

donde los índices i y j corresponden a los colores de los quarks y toman valores de 1 a 3 mientras que a corresponde a los estados de color de los gluones y puede tomar valores de 1 a 8. Las 8 matrices de dimensión 3×3 , \mathbf{T}_a , corresponden a la representación de $SU(3)_c$ y se le llaman matrices de Gell-Mann; éstas se encuentran en el Apéndice A.

En QED la fuerza del acoplamiento se debe determinar experimentalmente. Si se quisiera medir esta fuerza, se podría realizar experimentalmente una dispersión electrón-electrón y compararla con un cálculo teórico. Este cálculo se verá afectado por la presencia de diagramas como los de la ecuación (2.109). Sin embargo incluir estos diagramas nos genera un problema porque la corrección del propagador del fotón por medio de un lazo de electrones diverge como $\log(\lambda)$, donde λ es algún corte ultravioleta que puede ser arbitrariamente grande. Por ejemplo la contribución a primer orden del diagrama de burbuja de esta corrección es [28],

$$\alpha_0 B(Q^2) = -\frac{\alpha_0}{3\pi} \left\{ \log\left(\frac{\lambda^2}{Q^2}\right) + \frac{5}{3} \right\}, \quad \text{si } \frac{Q^2}{m_e^2} \gg 1, \quad (2.110)$$

y

$$\alpha_0 B(Q^2) = -\frac{\alpha_0}{3\pi} \left\{ \log\left(\frac{\lambda^2}{m_e^2}\right) - \frac{1}{5} \frac{Q^2}{m_e^2} \right\}, \quad \text{si } \frac{Q^2}{m_e^2} \ll 1, \quad (2.111)$$

donde $q^2 = -Q^2$ es el cuadrado del cuadrimomento del fotón virtual y m_e es la masa del electrón. La constante de acoplamiento α_0 es la carga eléctrica “desnuda” ($\alpha_0 = e_0^2/4\pi$). Es conveniente definir una constante de acoplamiento efectiva $\alpha_{eff}(Q^2)$, que incorpore todas las correcciones al propagador. De esta forma podemos escribir a esta constante de acoplamiento mediante la siguiente expresión,

$$\alpha_{eff}(Q^2) = \alpha_0(1 + \alpha_0 B(q^2) + \alpha_0 B(q^2)\alpha_0 B(q^2) + \dots), \quad (2.112)$$

la cual se reduce a

$$\frac{1}{\alpha_{eff}(Q^2)} = \frac{1}{\alpha_0} - B(q^2). \quad (2.113)$$

Para poder manejar las divergencias ultravioletas como las que aparecen en la ecuación

(2.113) se suele utilizar un método llamado renormalización. Primero se define una carga eléctrica experimental α mediante el comportamiento del potencial eléctrico a largas distancias tal que,

$$\alpha \equiv \alpha_{eff}(Q^2 = 0) , \quad (2.114)$$

el cual es aproximadamente $1/137$. Ahora se expresan los resultados calculados en términos de la medición experimental de α . De esta manera la constante de acoplamiento efectiva queda expresada como,

$$\frac{1}{\alpha_{eff}(Q^2)} = \frac{1}{\alpha} - (B(q^2) - B(0)) , \quad (2.115)$$

donde la cantidad $(B(q^2) - B(0))$ ahora es independiente de corte ultravioleta λ . Este corte lo hacemos tender a infinito manteniendo α constante. De las ecuaciones (2.110) y (2.115) se observa que el comportamiento de α_{eff} , en el límite cuando q^2 es grande tiende a,

$$\alpha_{QED}(Q^2) \equiv \alpha_{eff}(Q^2) = \frac{\alpha}{1 - \left(\frac{\alpha}{3\pi}\right) \log\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right)} . \quad (2.116)$$

En QED cuando Q^2 crece, también lo hace $\alpha_{eff}(Q^2)$. Así, sin importar lo pequeño que sea α siempre se puede encontrar un Q^2 tal que $\alpha_{eff}(Q^2)$ tienda a infinito. Esto hace que no podamos utilizar el método perturbativo para este régimen de energías.

En QCD el comportamiento de la constante de acoplamiento efectiva se comporta muy distinto, ya que en esta teoría los gluones tienen carga de color y pueden interactuar entre ellos. La contribución de la corrección al propagador del gluón a primer orden está dado para Q^2 grandes en la norma de Coulomb por

$$\alpha_0 B_{QCD}(Q^2) = -\alpha_0 \tilde{a} \log\left(\frac{\lambda^2}{Q^2}\right) , \quad (2.117)$$

donde λ es el corte ultravioleta y α_0 es la constante de acoplamiento desnuda entre el quark y el gluón; además,

$$\tilde{a} = -\frac{\beta_0}{4\pi} , \quad (2.118)$$

con

$$\beta_0 = - \left(\frac{2}{3}n_f + 5 - 16 \right) , \quad (2.119)$$

donde n_f es el número de sabores de los quarks. El término $\frac{2}{3}n_f$ corresponde a la corrección al propagador del gluón por medio del lazo de un par quark y antiquark; el término 5 corresponde a la corrección al propagador del gluón por medio del lazo de gluones en la norma transversa. Por otro lado, el término -16 proviene del diagrama con un lazo formado por un gluón transverso y un gluón de Coulomb. Si $\frac{2}{3}n_f < 11$ entonces β_0 es positiva y $\tilde{\alpha}$ es negativa, y viceversa. En el caso de la QED se eliminaron las divergencias en el régimen ultravioleta mediante la renormalización. Sin embargo, en QCD no se puede definir una “carga experimental”, haciendo el límite en el que $Q^2 \rightarrow 0$ como se hizo en el caso de la QED. En vez de hacerlo de esa manera, se elige algún valor para Q^2 , digamos $Q^2 = \mu^2$, para definir el acoplamiento y expresar las ecuaciones en términos del valor del acoplamiento en ese punto. El acoplamiento efectivo estará dado entonces por,

$$\frac{1}{\alpha_{eff}(Q^2)} = \frac{1}{\alpha(\mu^2)} - (B(Q^2) - B(\mu^2)) . \quad (2.120)$$

Del mismo modo, la cantidad $(B(Q^2) - B(\mu^2))$ es independiente del corte λ . De la ecuación (2.117) vemos que el comportamiento de la constante de acoplamiento a primer orden en QCD es

$$\alpha_S(Q^2) \equiv \alpha_{eff}(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 + \alpha(\mu^2) \frac{\beta}{4\pi} \log \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right)} , \quad (2.121)$$

la cual se aproxima a cero cuando $Q^2 \rightarrow \infty$. A esto se le conoce como libertad asintótica. Esto quiere decir que en la QCD, la teoría perturbativa funciona para valores grandes de Q^2 pero no para valores pequeños de Q^2 . Recordemos que anteriormente elegimos un punto arbitrario μ para definir el acoplamiento efectivo α_S , de tal forma que,

$$\alpha_S \equiv \alpha_S(\mu^2) . \quad (2.122)$$

Esta definición debe ser independiente del punto μ que se elija. Sin embargo, si se elige otro punto $\bar{\mu}$ entonces las dos constantes de acoplamiento se relacionan de la forma,

$$\frac{1}{\alpha_S(\mu^2)} - \tilde{a} \log(\mu^2) = \frac{1}{\alpha_S(\bar{\mu}^2)} - \tilde{a} \log(\bar{\mu}^2), \quad (2.123)$$

Entonces, el parámetro *físico* en la teoría no es μ^2 ni $\alpha(\mu^2)$ sino una constante de masa Λ , que es independiente de μ^2 y está dado por,

$$\log(\Lambda^2) = \frac{1}{\tilde{a} \alpha(\mu^2)} + \log(\mu^2). \quad (2.124)$$

En términos de este parámetro Λ , la constante de acoplamiento efectiva será,

$$\alpha_S(Q^2) \equiv \frac{g_S^2(Q^2)}{4\pi} = \frac{4\pi}{\beta_0 \log(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (2.125)$$

con

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f. \quad (2.126)$$

El valor de este parámetro determina el comportamiento de los partones a distintos rangos de energías. A altas escalas de energía los partones se comportan como estados libres mientras que a bajas escalas de energía tienen un comportamiento de estados confinados. Este comportamiento se observa en la Figura 2.3.

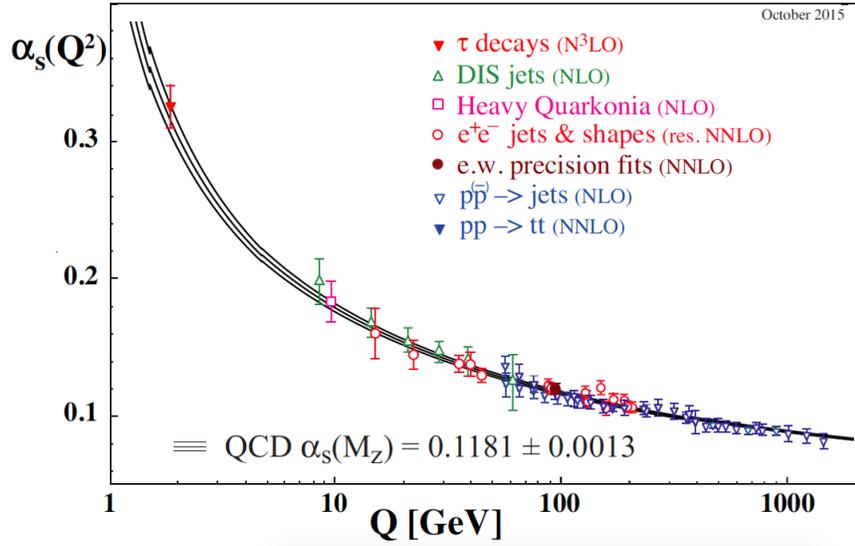


Figure 2.3. Predicción teórica del corrimiento de α_s y las medidas experimentales [29].

Este comportamiento es el que se observa en la naturaleza y su determinación dio lugar al premio Nobel de Física para Gross, Politzer y Wilczek del año 2004.

En la actualidad, la determinación precisa de α_s sigue siendo un problema abierto en la comunidad de física de altas energías. Los estudios más recientes se muestran en la Figura 2.4.

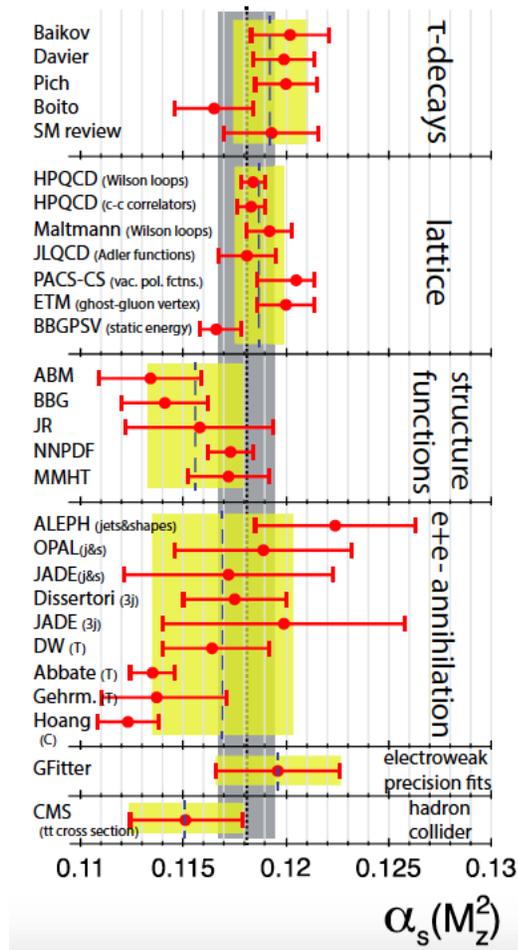


Figure 2.4. Extracción de α_s por diferentes grupos teóricos [30].

Capítulo 3

Fenomenología en colisionadores hadrónicos

La física de los elementos fundamentales de la naturaleza, descritos en los capítulos anteriores, debe ser puesta a prueba en experimentos a altas energías. Para esto, es importante conocer la forma en que la física teórica predice los observables físicos. La fenomenología en colisionadores hadrónicos consiste en tomar los fundamentos teóricos y recrear las colisiones que suceden en los aceleradores a modo de que intenta determinar las propiedades de las partículas elementales a través de los resultados numéricos de las simulaciones. En este capítulo describiremos las herramientas que utilizamos para el desarrollo de esta tesis y que usualmente son las que se usan en la comunidad de físicos de altas energías¹.

3.1. Física en colisionadores de partículas

Para poder entender la física en colisionadores hadrónicos en esta sección se dará una visión general a los colisionadores y sus detectores, los elementos genéricos que ellos tienen para caracterizar a las partículas que son producto de la colisión.

¹Ciertamente existen otros códigos computacionales pero en este trabajo nos restringimos a detallar los usados en esta tesis.

Existen diferentes máquinas que colisionan partículas elementales, dependiendo de la complejidad de los estados iniciales podemos caracterizarlos como: *i*) colisionadores de electrones y positrones, *ii*) colisiones entre electrones y hadrones, comúnmente llamado Dispersión inelástica profunda (DIS, por sus siglas en inglés) y *iii*) colisiones entre hadrones. Aunque los tres tipos de experimentos representan una reacción de 2 cuerpos a N cuerpos, la descripción de cada uno tiene diferencias significativas. Cada uno de estos experimentos tienen una tecnología diferente de aceleración y las energías que alcanzan en la colisión difieren a veces en órdenes de magnitud, lo cual torna a cada uno de un interés diferente y complementario en la búsqueda de las propiedades de los elementos más fundamentales de la naturaleza. En el mundo existen ejemplos de aceleradores de cada tipo, por ejemplo, el Large Electron-Positron Collider (LEP), que como su nombre lo indica es del primer tipo de colisionador. Del segundo tipo tenemos a HERA, Hadron-Electron Ring Accelerator y el Large Hadron Collider (LHC), del tercer tipo de colisionadores. Cabe mencionar que, el primer tipo de colisionadores son lineales y el segundo y el tercero son circulares, el motivo es que la pérdida de energía en un acelerador tiene la forma, para un acelerador circular,

$$\Delta E \propto \frac{1}{R} \left(\frac{E}{m} \right)^4 \quad (3.1)$$

donde R es el radio del círculo, E la energía del haz y m la masa de la partícula acelerada [31]. Esta Ec. (3.1) determina que: para partículas con masa pequeña, como un electrón, minimizar la pérdida de energía se alcanza cuando $R \rightarrow \infty$, es decir, un acelerador lineal, sin embargo dichos aceleradores son muy costosos porque una partícula cargada en un campo magnético tiende a girar y no a mantenerse en una línea recta. Por otro lado, si se quiere acelerar una partícula con una masa *razonable*, entonces se puede construir un acelerador circular que es menos costoso y dependiendo del radio del círculo se tendrá una pérdida de energía *razonable* y controlada, en el caso ideal, por las características físicas del acelerador. Sin embargo, una desventaja de los aceleradores circulares es que son máquinas que ocupan regiones muy grandes regiones construidas mientras que un acelerador lineal es comparativamente más



Figure 3.1. Puntos de interacción del LHC: ALICE, ATLAS, CMS, LHCb.

pequeño. En contraparte, un acelerador circular al colisionar partículas más masivas tiene la posibilidad de recrear condiciones más energéticas en los puntos de interacción.

Cuando los aceleradores de partículas alcanzan una energía suficiente para poder analizar alguna propiedad física de las partículas, se da paso a las colisiones, los puntos de interacción activan los detectores dispuestos a tomar toda la información que resulta de la colisión y proceder a un análisis de los datos. En la Fig 3.1 se presentan los cuatro puntos de interacción en el LHC; en dichos puntos de interacción se encuentran los cuatro detectores más importantes del acelerador: A Large Ion Collider Experiment (ALICE), A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS), Compact Muon Solenoid (CMS) y Large Hadron Collider beauty (LHCb).

Los detectores de partículas tienen diferentes formas y topologías, sin embargo, para la detección, en general, cuentan con una serie de capas que permiten la identificación de las partículas. En la Fig 3.2 se presenta los subsistemas que cuentan el detector CMS.

El *Silicon tracker* es la capa más interna y la que usa detectores de silicio para determinar las trayectorias de las partículas; la correcta caracterización de éstos permite determinar con mucha precisión los puntos de interacción. El *calorímetro electromagnético* es una capa de material que detiene a las partículas con una masa pequeña, su misión es que, en conjunto con el silicon tracker, determinar si las partículas que fueron detenidas son electrones, positrones o fotones. El *calorímetro hadrónico* cumple la misma misión que el calorímetro electromagnético,

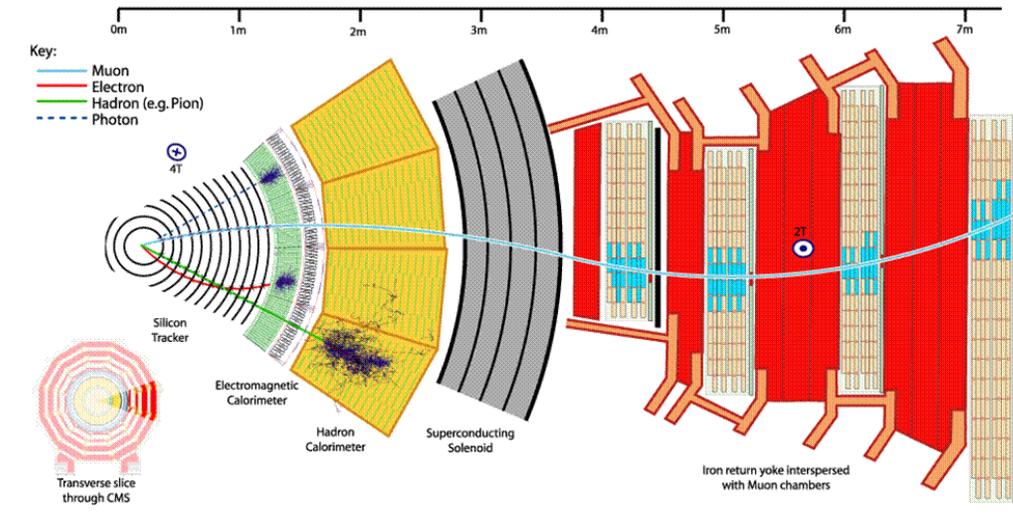


Figure 3.2. Partes que componen el detector CMS.

detener a las partículas pero aquellas cuya masa es mucho mayor que la masa del electrón, es decir, todos los diferentes tipos de hadrones. Posteriormente se tienen imanes superconductores, los cuales generan los campos magnéticos que provocan la curvatura de las trayectorias de las partículas de acuerdo a la ley de Fuerza de Lorentz. Finalmente, el último subsistema son las *cámaras de muones* que son las únicas partículas cargadas que pueden escapar de los dos calorímetros anteriores. Existen también los neutrinos que son producidos copiosamente, pero estos al no interactuar son interpretados como, energía perdida de la colisión. En esta tesis se estudiarán estas partículas y se definirán las cantidades medibles en los detectores.

3.2. Observables y fenomenología de las interacciones fundamentales

En un experimento de colisionadores de partículas, el observable a medir es la sección eficaz. La probabilidad con la que ocurre un proceso y la capacidad de los detectores para medirlo se relaciona con el número de eventos reales que se detectan. Por un lado, la sección eficaz determina la probabilidad de que un proceso en particular suceda y por otro lado, la luminosidad de los aceleradores nos indican la *potencia* de nuestros ojos electrónicos, mientras

mayor sea la luminosidad más será la resolución del proceso. Es decir que, si el número de veces lo denotamos con \mathcal{N} y la luminosidad como \mathcal{L} , la relación entre ellos y la sección eficaz σ será,

$$\mathcal{N} = \mathcal{L} \times \sigma. \quad (3.2)$$

Esta simple expresión conecta las predicciones teóricas y las mediciones físicas en los experimentos. A continuación se describe los ingredientes necesarios para un análisis fenomenológico en colisionadores de partículas.

3.2.1. Teorema de factorización en colisionadores hadrónicos

El teorema de factorización es el que nos ayuda a conectar la física de los partones que interactúan en la colisión con los hadrones que son detectados. Este teorema establece que la sección eficaz para reacciones hadronicas a altas energías con un gran momento transferido a los partones, puede ser factorizada en una sección eficaz “dura”² convolucionada con funciones de distribución de los partones iniciales y finales. Para una dispersión de dos hadrones a un hadron, la reacción a estudiar se puede escribir como,

$$H_1(P_1) + H_2(P_2) \rightarrow h(P) + X \quad (3.3)$$

donde H_i son los hadrones incidentes y h es el hadrón que se desea estudiar. El teorema de factorización establece entonces que [32],

$$\sigma(H_1 H_2 \rightarrow h X) = \sum_{a,b,c} \int dx_1 dx_2 dz f_a^{H_1}(x_1, Q^2) \otimes f_b^{H_2}(x_2, Q^2) \otimes \hat{\sigma}(ab \rightarrow c) \otimes D_c^h(z, Q^2) \quad (3.4)$$

²La sección eficaz partónica que involucra todas las interacciones posibles de los partones.

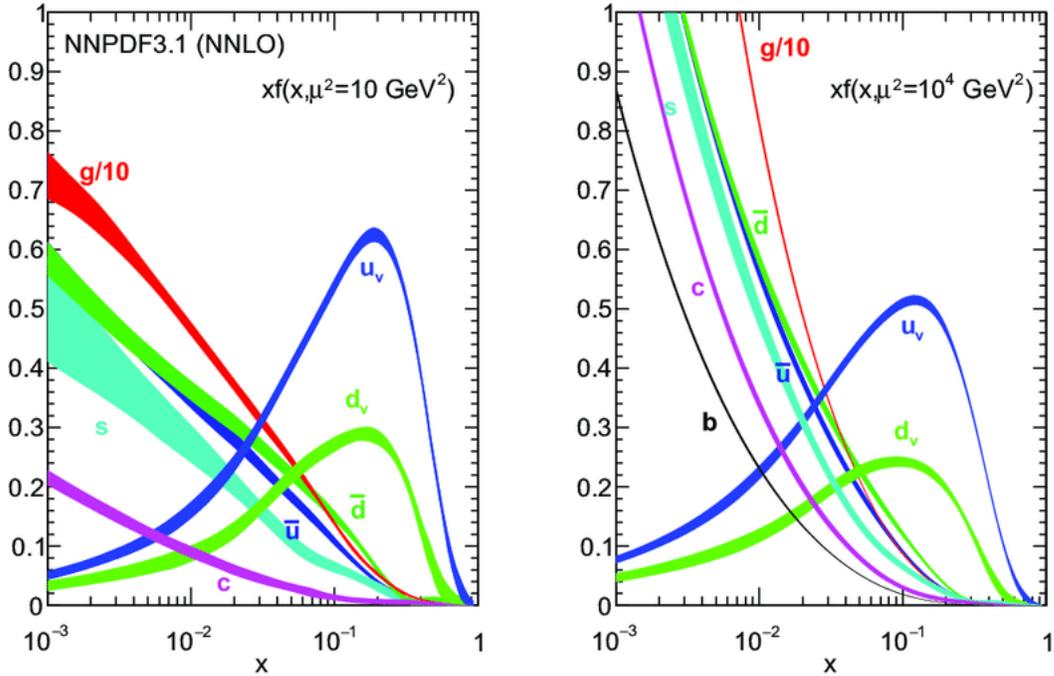


Figure 3.3. Funciones de Distribución Partónica obtenidas por la colaboración NNPDF quienes usan redes neuronales para sus cálculos.

donde $f_i^H(x, Q^2)$ y $D_i^H(x, Q^2)$ son funciones de distribución, $\hat{\sigma}(ab \rightarrow c)$ es la sección eficaz partónica y X es el remanente que es la dispersión inclusiva remanente, Q^2 es la escala de factorización del proceso (o la escala típica del momento transferido), y la suma se realiza sobre todos los partones. La sección eficaz partónica puede ser calculada perturbativamente usando las reglas de Feynman y la QCD perturbativa mientras que las funciones de distribución parametrizan el aspecto no perturbativo y solo pueden ser obtenidos mediante el ajuste de los datos experimentales a través de alguna forma funcional propuesta, un ansatz.

Mientras que la teoría perturbativa proporciona resultados dado un modelo, como el Modelo Estándar, a orden fijo, las funciones de distribución también deben ser ajustadas a cada orden y, depende de cada ansatz, las predicciones pueden variar. Las funciones de distribución representan,

- $f_i^H(x, Q^2)$ representa la probabilidad de encontrar en el hadrón H el partón i con una fracción de momento x a una escala Q^2 ; cuando consideramos H como el protón, ésta

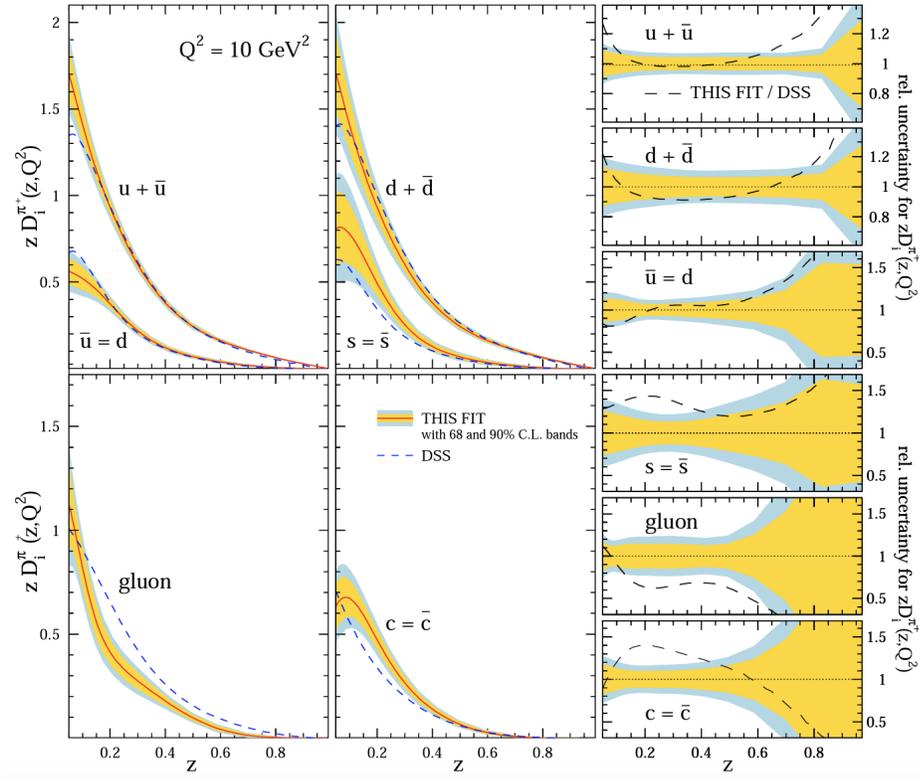


Figure 3.4. Funciones de Fragmentación para piones de la colaboración DHESS quienes usan análisis globales de QCD para la extracción de D_a^H .

es llamada Función de Distribución Partónica (PDF por sus siglas en inglés),

- $D_i^H(x, Q^2)$ representa la probabilidad de que un partón i hadronice en un hadrón H con fracción de momento x a una escala Q^2 ; ésta es llamada Función de Fragmentación (FF) y depende del hadrón a estudiar.

Diversos grupos ajustan las PDF y FF, cada uno tiene un ansatz y ajusta los datos usando diversos algoritmos. Recientemente ha surgido un grupo de investigación que reporta las PDF y las FF usando redes neuronales [33], también hay grupos que realizan análisis globales de QCD, donde los ansatz son determinados con argumentos físicos y los parámetros se ajustan a los datos. En la Fig. 3.3 y Fig. 3.4

3.3. Simulaciones Monte Carlo

Para resolver la Ec. 3.4 para cualquier proceso, se utilizan métodos que simulan las colisiones. La forma funcional del integrando está fija por las reglas de Feynman y la física subyacente, pero la integración puede, y suele ser, muy complicada. Además, la complejidad de las colisiones hadrón-hadrón de alta energía requieren modelos igualmente complejos, por ello, éstos se simulan como eventos en generadores Monte Carlo (MC). La tarea de los generadores MC es simular eventos que sean muy parecidos a las interacciones reales. Normalmente los generadores de eventos combinan la información de pQCD para las áreas bien entendidas y aproximaciones fenomenológicas mayormente para simular la componente suave de las colisiones (UE, producción de bajo p_T). En el presente trabajo, se usan el generador Madgraph para el proceso de interés y se dará una introducción a él.

3.3.1. Madgraph

Para realizar las integraciones numéricas de las secciones eficaces existen varios programas disponibles en la literatura. Uno que ha dado buenas predicciones y que es fácil de instalar en una computadora es **MadGraph**. Desde sus inicios, **MadGraph** surgió por la necesidad de la comunidad de físicos de altas energías para, de una manera automática, poder analizar secciones eficaces que contemplen las configuraciones experimentales y las diferentes teorías que surgían. Poco a poco, **MadGraph** ha podido automatizar cálculos a orden fijo, al día de hoy, hasta NLO en QCD. La automatización de **MadGraph** es simple y además posee herramientas de análisis, como **MadAnalysis** que permite de manera rápida obtener predicciones que son útiles para descifrar los aspectos más elementales de la materia. **MadGraph**, al igual que otros simuladores, realizan la integración de la sección eficaz usando métodos Monte Carlo. La distribución más reciente es la de **MadGraph5** el cual, además de proporcionar la sección eficaz deseada, proporciona los eventos aleatorios que fueron utilizados para obtener dicha sección eficaz. Si bien es cierto que la sección eficaz es importante para saber la cantidad

de eventos probables a encontrar, a una luminosidad fija, el análisis de las distribuciones de los eventos proporciona la física de las partículas elementales. El uso de **MadGraph** requiere del conocimiento de los parámetros del código y de las opciones que en él se encuentran. El algoritmo de **MadGraph** consiste en calcular todas las topologías a orden fijo en cierto modelo, que el usuario desea, posteriormente usa las reglas de Feynman del modelo para construir todos los diagramas posibles con las interacciones permitidas en el modelo; posteriormente calcula el integrando del proceso y, dependiendo del espacio fase, procede a calcular el valor de la integral. Para un proceso a LO, **MadGraph** no tendrá problema en calcular la sección eficaz ya que el proceso no contiene divergencias físicas. Cuando el usuario desea un cálculo a NLO en QCD, con el objetivo de incrementar la precisión de la predicción, **MadGraph** procede a calcular las correcciones reales y virtuales, por separado, en conjunto con los contratérminos que cancelan todas las divergencias físicas, una vez que el código se asegura que los integrandos son los correctos, es decir, que la sección eficaz a integrar no posee divergencias, procede a calcular la integral numérica. Ciertamente, el proceso es poco eficiente debido a que, dependiendo del proceso a analizar, es posible que **MadGraph** no pueda terminar el cálculo por los recursos de cómputo que necesita para terminar la integración. Sin embargo, aunque numéricamente hay un problema de estabilidad, físicamente la sección eficaz medida en los aceleradores no posee esos problemas, es por eso que diversos grupos en el mundo se encuentran estudiando métodos alternativos a los implementados en los códigos numéricos a modo que la integración sea convergente más rápidamente [34].

A continuación describimos la forma en la que **MadGraph5** requiere que el usuario le proporcione los datos del proceso a estudiar. Primeramente, el usuario debe de precisar cual es el modelo que desea estudiar³. Posteriormente, el usuario debe especificar el proceso a analizar, sin embargo, si el proceso es,

$$pp \rightarrow jjH \tag{3.5}$$

³El usuario activa las reglas de Feynman que **MadGraph** utilizará.

es preferible definir los protones y los jets antes de escribir el proceso. Considerando que tanto un protón y un jet están hechos de cinco quarks y gluones, el usuario debe especificar los 5 sabores de quarks con sus respectivos antiquarks y los gluones para que `MadGraph` realice el proceso Monte Carlo⁴. Una vez habiendo definido los protones y los jets, `MadGraph` puede proceder a calcular la sección eficaz. Los comandos que el usuario debe introducir en `MadGraph` son,

```
>import model sm
>define p = u c d s b u~ c~ d~ s~ b~ g
>define j = u c d s b u~ c~ d~ s~ b~ g
>generate p p > j j h0
>output Archivo_SM ; launch;
```

donde el comando `import model` es seguido del modelo deseado, en este caso el Modelo Estándar (`sm`), el comando `define` realiza la definición de una multipartícula⁵, el comando `generate` ejecuta el proceso de dispersión de interés, el comando `output` guarda la información de la simulación, en nuestro ejemplo, hemos guardado la información en un directorio de nombre `Archivo_SM`.

El canal de ejemplo acepta correcciones de QCD a NLO, el cual `MadGraph5` es capaz de calcular, para esto, es preciso añadir el comando `[QCD]`; es decir,

```
>import model sm
>define p = u c d s b u~ c~ d~ s~ b~ g
>define j = u c d s b u~ c~ d~ s~ b~ g
>generate p p > j j h0 [QCD]
>output Archivo_NLO ; launch;
```

En este ejemplo hemos vuelto a definir a los protones y a los jets, sin embargo, una vez que `MadGraph5` ha definido en la misma sesión multipartículas, él lo mantendrá hasta que el

⁴Se consideran como 5 sabores a los quarks: u , d , s , c y b . Es decir, se considera que la probabilidad de encontrar un quark t es cero.

⁵`MadGraph5` reconoce a las antipartículas con la tilde \sim , por lo tanto $u\sim$ será \bar{u} y así respectivamente para todos los quarks.

usuario cierre la sesión⁶.

Ciertamente esto es suficiente para comenzar a realizar cálculos a LO y NLO en QCD en cualquier proceso de interés para los colisionadores hadrónicos, sin embargo, hasta ahora no se ha especificado el tipo de colisionador, la energía de centro de masa y los cortes cinemáticos propio de los detectores o de los algoritmos que los experimentales usan en sus análisis. Además, dependiendo de cada modelo existirán parámetros que el usuario deberá conocer para fijar sus valores a los límites permitidos de acuerdo a los análisis que los aceleradores realizan año con año. Al momento de tener acceso a `MadGraph5` este tendrá los parámetros actualizados, o no, es por eso que es responsabilidad del usuario conocer dónde se encuentran estos parámetros. El archivo `param_card.dat` contiene la información del modelo a estudiar, tales como masas, anchos de decaimiento, parámetros de mezcla, etc. Por otro lado, el archivo `run_card.dat` almacena la información de las partículas que colisionan, de la energía de cada haz de partículas, los cortes cinemáticos, etc. La edición de estos archivos dependen enteramente del proceso, en este trabajo se especificarán los detalles utilizados en el Capítulo 5.

Una vez que obtenemos los eventos que nos proporciona el Monte Carlo, procedemos a caracterizar la cinemática de los eventos, lo cual se presenta a continuación.

3.4. Cinemática en colisionadores hadrónicos

Los generadores MC proporcionan al final los cuadvectores que pasaron todos los cortes. En estos cuadvectores tendremos la información de la energía de cada partícula y las respectivas componentes del momento lineal. Para entender cómo manejar esta información es importante entender cómo en un acelerador se presentan los datos, es por esto que a continuación se describen las variables dinámicas que son importantes en colisiones hadrónicas.

⁶Otra multipartícula usada es la definición de los leptones cargados positivamente `define e11+ = e+ mu+ tau+` y los respectivos leptones cargados negativamente

3.5. Variables dinámicas

Al desarrollar los cálculos de las colisiones hadrónicas en el modelo de partones, las funciones a integrar no resultan ser iguales al tomar el marco de referencia del laboratorio que el marco de referencia del centro de masa. Consideremos una colisión entre dos hadrones A y B con cuádrimomentos $P_A = (E_A, 0, 0, p_A)$ y $P_B = (E_A, 0, 0, -p_A)$ en el marco de referencia del laboratorio. Los dos partones que participan en el proceso tienen momento $p_1 = x_1 P_A$ y $p_2 = x_2 P_B$, donde $x_{1,2}$ representa la fracción del momento de $P_{A,B}$ que participa en la colisión de los partones. Por lo tanto, el sistema de partones se mueve en el marco de referencia del laboratorio con un cuádrimomento,

$$P_{cm} = [(x_1 + x_2)E_A, 0, 0, (x_1 - x_2)p_A] \quad (E_A \simeq p_A), \quad (3.6)$$

o se puede pensar también que el sistema lleva una velocidad

$$\beta_{cm} = \frac{x_1 - x_2}{x_1 + x_2}, \quad (3.7)$$

o también, en términos de la *rapidity*,

$$y_{cm} \equiv \frac{1}{2} \ln \frac{x_1}{x_2}. \quad (3.8)$$

Si denotamos la energía en el marco de referencia del laboratorio como $S = 4E_A^2$ y la energía en el marco de referencia del centro de masa como s , entonces tenemos que

$$s \equiv \tau S, \quad \text{donde} \quad \tau \equiv x_1 x_2 = \frac{s}{S}. \quad (3.9)$$

De esta manera, la fracción de energía partónica está dada por,

$$x_{1,2} = \sqrt{\tau} e^{\pm y_{cm}}. \quad (3.10)$$

En los cálculos siempre se encuentran integraciones sobre las fracciones de energía. Con este cambio en las variables las integrales pueden escribirse como,

$$\int_{\tau_0}^1 dx_1 \int_{\frac{\tau_0}{x_1}}^1 dx_2 = \int_{\tau_0}^1 d\tau \int_{\frac{1}{2} \ln \tau}^{-\frac{1}{2} \ln \tau} dy_{cm}. \quad (3.11)$$

La variable τ caracteriza a la masa invariante, con $\tau_0 = m_{res}^2/S$, donde m_{res} es el umbral del estado final a nivel partónico, mientras que y_{cm} especifica el “boost” longitudinal del marco de referencia del centro de masa respecto al del laboratorio. Al momento de realizar las evaluaciones numéricas, resulta más conveniente utilizar las variables τ y y_{cm} , para comparar con las mediciones experimentales.

Consideremos el estado final de una partícula con momento $p^\mu = (E, \vec{p})$ en el marco de referencia del laboratorio. Como el marco de referencia del centro de masa de los dos partones que colisionan está indeterminado respecto al marco de referencia del laboratorio, el ángulo polar de la dispersión θ en estos dos marcos no es un buen observable para describir a la teoría y al experimento. Por lo tanto sería más útil buscar variables cinemáticas que sean invariantes al tomar en cuenta los *boosts* longitudinales.

Como el movimiento relativo entre ambos marcos de referencia ocurre a lo largo del eje z , es decir, a lo largo de la dirección del haz, entonces aquellas variables que solamente dependan de las componentes transversas son invariantes entre ambos marcos de referencia. Entonces, es conveniente escribir los elementos del espacio fase en coordenadas cilíndricas en la forma,

$$\frac{d^3\vec{p}}{E} = dp_x dp_y \frac{dp_z}{E} = p_T dp_T d\phi \frac{dp_z}{E}, \quad (3.12)$$

donde ϕ es el ángulo azimutal respecto al eje \vec{z} , y

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = p \sin \theta \quad (3.13)$$

es el momento transverso. Claramente p_T y ϕ son invariantes entre los marcos de referencia

del laboratorio y del centro de masa, y por lo tanto también lo es $\frac{dp_z}{E}$.

Si se considera la *rapidity* del sistema en el marco de referencia del centro de masa, el cual tiene un *boost* respecto al marco de referencia del laboratorio, y se realiza la transformación de Lorentz, entonces, las transformaciones entre los marcos de referencia son,

$$\begin{aligned} y' &= \frac{1}{2} \ln \frac{E' + p'_z}{E' - p'_z} \\ &= \frac{1}{2} \ln \frac{(1 - \beta_0)(E + p_z)}{(1 - \beta_0)(E - p_z)} \\ &= y - y_0. \end{aligned} \tag{3.14}$$

Por otro lado, si se trabaja en el límite no masivo, $E \approx |\vec{p}|$, se tiene,

$$y \rightarrow \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = \ln \cot \frac{\theta}{2} \equiv \eta, \tag{3.15}$$

donde η se le conoce como la *pseudo-rapidity*, la cual tiene una correspondencia directa con el ángulo polar de la dispersión. Así, el espacio fase completo se cubre dentro del dominio de integración: $\pi \geq \theta \geq 0$ para $-\infty < \eta < \infty$.

Tanto y como η se suman bajo las transformaciones de los *boosts*, como se vio en la ecuación (3.14), entonces la diferencia de la *rapidity*, $\Delta y = y_2 - y_1 = y'_2 - y'_1$, es invariante entre los dos marcos, y por lo tanto, la forma de la distribución de la *rapidity*, $d\sigma/dy$, en ambos marcos sería la misma si el *boost* se realiza con una velocidad constante. En las colisiones hadrónicas reales, el boost varía de evento a evento, por lo que las distribuciones no quedan perfectamente idénticas. Un ejemplo de estas distribuciones lo podemos ver en la Fig. 3.5.

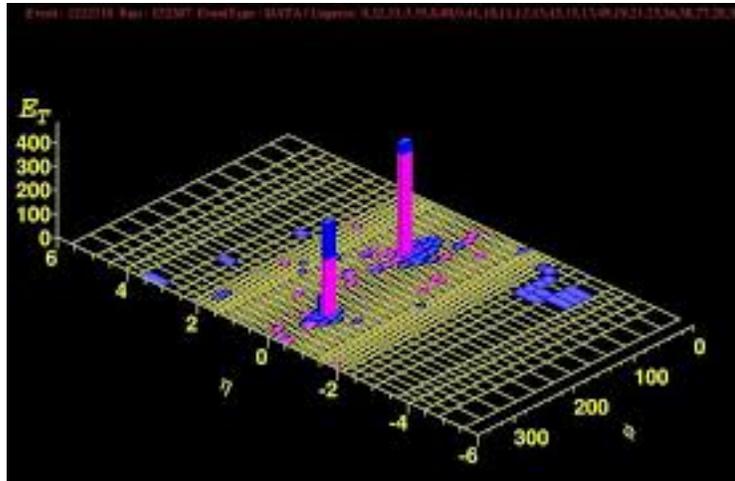


Figure 3.5. Gráfico tipo lego de un evento de dos jets en el plano $\eta - \phi$. La altura de las barras representa la energía depositada en el plano transversal a la colisión, y los colores azul y rosa indican la energía que se deposita en cada uno de los calorímetros: el calorímetro electromagnético y el calorímetro hadrónico.

Con todo lo anterior, es claro porqué se busca describir los eventos en las colisiones hadrónicas con las variables cinemáticas (p_T, η, ϕ) . En el siguiente capítulo mostraré los resultados de las simulaciones que se realizaron y la mayoría de estos resultados estarán expresados en términos de estas variables cinemáticas.

Capítulo 4

El Modelo de dos dobletes de Higgs

4.1. Motivación del modelo 2HDM

Se ha dedicado un gran esfuerzo a la búsqueda del “Higgs mínimo”, lo que significa que la parte del Higgs de la teoría electrodébil $SU(2) \times U(1)$ está compuesta de solamente un doblete de Higgs. En este caso tenemos un Higgs escalar neutro cuya masa es un parámetro libre. Hasta donde sabemos, esta elección mínima es arbitraria; sin embargo, nos da una visión de hacia donde buscar con respecto a la física más allá del Modelo Estándar.

La descripción fundamental de la naturaleza está bien entendida a través del Modelo Estándar (MS). Incluso si el MS ha explicado y predicho varios resultados experimentales, existen todavía preguntas no resueltas, principalmente guiadas por resultados experimentales, tales como: la masa de los neutrinos [35,36], la asimetría entre la materia y la antimateria [37], el origen de la materia oscura [38–44] y la energía oscura [45,46], etc. Para resolver estas interrogantes, existen diferentes grupos que se han dedicado a construir modelos más allá del Modelo Estándar, tales como el modelo de dos dobletes de Higgs (2HDM, por sus siglas en inglés *two Higgs doublet model*) [47], el cual es uno de los modelos más simples de física más allá del MS. En esta extensión se obtiene una fenomenología diferente y más rica con respecto a los observables calculados en el MS.

4.2. Análisis del modelo 2HDM

Desde el punto de vista teórico, el 2HDM contiene nuevos escalares, tales como: dos bosones de Higgs cargados (H^\pm), un pseudoescalar impar bajo la simetría CP (A), y dos Higgs neutros con una dinámica similar a la del Modelo Estándar, el Higgs ligero (h) y el Higgs pesado (H). El Higgs más ligero está asociado con el bosón de Higgs del MS con una masa de $m_h = 125.25$ GeV [48]. Ambos, el Higgs ligero y el pesado adquieren un valor de expectación en el vacío y ellos son los reponsables de la generación de masas de las partículas del MS.

El lagrangiano del modelo de dos dobletes de Higgs puede escribirse como,

$$\mathcal{L} = (D^\mu \Phi_1)^\dagger D_\mu \Phi_1 + (D^\mu \Phi_2)^\dagger D_\mu \Phi_2 - \mathcal{V}_{2\text{HDM}} + \mathcal{L}_{2\text{HDM}}^{\text{Yuk}} + \mathcal{L}_{2\text{HDM}}^{\text{Higgs}} \quad (4.1)$$

donde Φ_1 y Φ_2 son los dos dobletes escalares, $\mathcal{L}_{2\text{HDM}}^{\text{Yuk}}$ es el lagrangiano de Yukawa que generará las masas de las partículas y $\mathcal{L}_{2\text{HDM}}^{\text{Higgs}}$ es el lagrangiano que contiene todos los términos que no contienen al Higgs. El potencial de Higgs del 2HDM tipo II, $\mathcal{V}_{2\text{HDM}}$, (donde las corrientes neutras que cambian de sabor están excluidas) está dado por,

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_{2\text{HDM}} = & \mu_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + (\mu_3 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c.) + \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) \\ & + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + (\lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + h.c.) + (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c.) \\ & + (\Phi_2^\dagger \Phi_2) (\lambda_7 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c.), \end{aligned} \quad (4.2)$$

donde μ_3 , λ_5 , λ_6 and λ_7 son parámetros complejos y los otros parámetros son reales. Sin embargo, no todos los parámetros son físicos ya que ellos pueden ser modificados a través de un cambio de base con una transformación como,

$$\begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \Phi'_1 \\ \Phi'_2 \end{pmatrix} = U_\Phi \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix}, \quad (4.3)$$

donde U_Φ es una matriz unitaria de dimensión 2×2 . Para obtener un vacío invariante bajo $U(1)_{EM}$, los valores de expectación debes estar alineados tal que,

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{v_1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{and} \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{v_2}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

En esta configuración, es posible elegir una base donde sólo uno de los dos dobletes tiene un valor de expectación no nulo, es decir,

$$\langle \Phi'_1 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{and} \quad \langle \Phi'_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (4.5)$$

donde el ángulo de rotación,

$$U_\Phi = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}, \quad (4.6)$$

relaciona los valores de expectación v_1 y v_2 con v a través de la relación $v^2 = v_1^2 + v_2^2$ y el ángulo de rotación satisface que $\tan \beta = v_2/v_1$.

Por otro lado, la existencia de un segundo doblete escalar tiene una repercusión a nivel de los acoplamientos con los campos de materia a través del lagrangiano de Yukawa. En esta base, el lagrangiano tiene la forma,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{2\text{HDM}}^{\text{Yuk}} = & -\bar{Q}_L \cdot y_d \cdot d_R \Phi_1 - \bar{Q}_L \cdot y_u \cdot u_R \tilde{\Phi}_1 - \bar{Q}_L \cdot G_d \cdot d_R \Phi_2 - \bar{Q}_L \cdot G_u \cdot u_R \tilde{\Phi}_2 \\ & - \bar{L}_L \cdot y_\ell \cdot \ell_R \Phi_1 - \bar{L}_L \cdot G_\ell \cdot \ell_R \tilde{\Phi}_2 + h.c., \end{aligned} \quad (4.7)$$

donde $[\tilde{\Phi}]_i = \varepsilon_{ij}[\Phi]_j$ con ε_{ij} el tensor antisimétrico de Levi-Civita en dos dimensiones; y_i son las matrices de Yukawa de 3×3 , las cuales en el caso diagonal tiene entradas proporcionales a $\sqrt{2}m_f/v$, mientras que las matrices G_i contienen parámetros libres en sus entradas. Las

interacciones con las partículas extra son obtenidas a través del reemplazamiento de,

$$\begin{aligned}\Phi_1 &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -i\sqrt{2}G^+ \\ v + h_1^n + iG_0 \end{pmatrix}, \\ \Phi_2 &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{2}H^+ \\ h_2^n + i h_3^n \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (4.8)$$

donde G_0 y G^+ son los bosones de Goldstone los cuales son los responsables de dotar de masa a las partículas. Las masas físicas de los bosones cargados están dados por la relación,

$$m_{H^+}^2 = \mu_2 + \lambda_3 \frac{v^2}{2}, \quad (4.9)$$

y la matriz de masas para los estados escalares neutros es,

$$m_0^2 = \begin{pmatrix} \lambda_1 v^2 & \Re\lambda_6 \frac{v^2}{2} & -\Im\lambda_6 \frac{v^2}{2} \\ \Re\lambda_6 \frac{v^2}{2} & m_{22}^2 & -\Im\lambda_5 \frac{v^2}{2} \\ -\Im\lambda_6 \frac{v^2}{2} & -\Im\lambda_5 \frac{v^2}{2} & m_{33}^2 \end{pmatrix}, \quad (4.10)$$

con $m_{22}^2 = \frac{1}{4}(2m_{H^+}^2 + (\lambda_4 + 2\Re\lambda_5))$ y $m_{33}^2 = \frac{1}{4}(2m_{H^+}^2 + (\lambda_4 - 2\Re\lambda_5))$. Es decir que, los eigenestados de masa, son obtenidos a partir de una rotación unitaria, con parámetro α , dado por,

$$H_i = U_{ij} H_j^n \quad (4.11)$$

donde $H_i = (h \ H \ A)^T$ y $H^n = (h_1^n \ h_2^n \ h_3^n)$. Este modelo tiene muchas implicaciones fenomenológicas y dependiendo de las restricciones teóricas impuestas, es posible reducir el espacio de parámetros a estudiar.

En este trabajo se analiza un conjunto de parámetro pequeño para entender las implicaciones fenomenológicas del modelo 2HDM en comparación con las predicciones que arroja el

MS. El análisis se centrará en dos tipos de colisionadores, el LHC y el FCC.

4.3. Reglas de Feynman del 2HDM tipo II

El impacto de este modelo, y cualquier interacción que provenga de modelos extendidos, se analiza a partir de las reglas de Feynman. A nivel conceptual, agregar términos en el lagrangiano conduce a tener nuevos acoplamientos entre las partículas. Dicho de otra manera, la física que se detecta en los aceleradores ha confirmado todos los vértices del Modelo Estándar, entendiendo así la teoría subyacente de las interacciones entre las partículas.

Es claro que es muy importante examinar los acoplamientos de los bosones de Higgs a bosones vectoriales y pares de fermiones. Estos acoplamientos son los que controlan la producción y decaimiento del bosón de Higgs. En general, también existirán más acoplamientos pero nos restringiremos a estudiar los acoplamientos de los bosones escalares con las partículas del Modelo Estándar. Probablemente los vértices más importantes para la fenomenología sean los acoplamientos de H^0 y h^0 con los bosones vectoriales W^+W^- y ZZ . Estos acoplamientos tienden a ser suprimidos con respecto al Higgs del Modelo Estándar, tal que se cumple la regla,

$$g_{H^0VV}^2 + g_{h^0VV}^2 = (g_{\phi^0VV}^{\text{SM}})^2 \quad (4.12)$$

donde $g_{\phi^0VV}^{\text{SM}}$, g_{h^0VV} y g_{H^0VV} son las constantes de acoplamiento del Higgs del Modelo Estándar, el Higgs ligero y Higgs pesado del 2HDM con un par de bosones vectoriales $V = W$ o Z , respectivamente. En términos de los ángulos α y β , los acoplamientos son explícitamente,

$$\begin{aligned} \frac{g_{h^0VV}}{g_{\phi^0VV}^{\text{SM}}} &= \sin(\beta - \alpha) \\ \frac{g_{H^0VV}}{g_{\phi^0VV}^{\text{SM}}} &= \cos(\beta - \alpha) \end{aligned} \quad (4.13)$$

satisfaciendo la Ec. (4.12). Se puede entonces decir que en el límite cuando $\beta - \alpha \rightarrow \pi/2$ el

Higgs se asemeja mucho al Higgs del Modelo Estándar.

Aunque el potencial de Higgs es complicado, las interacciones con la materia son determinados a través del lagrangiano de Yukawa. Existen varios escenarios, en este documento se hablará de los dos escenarios más comunes. El 2HDM tipo I es aquel en el cual los leptones y quarks no se acoplan al doblete Φ_1 , pero se acoplan al segundo doblete Φ_2 de una forma análoga al Higgs del Modelo Estándar. En el 2HDM tipo II, se asume que el escalar Φ_1 se acopla únicamente a los quarks tipo *down* y a los leptones cargados, mientras que el escalar Φ_2 se acopla a los quarks tipo *up* y los neutrinos. En esta tesis se estudiará el 2HDM tipo II ya que tiene una fenomenología más aceptada en la actualidad.

Las interacciones de los Higgses con las partículas del Modelo Estándar pueden ser entendidas a partir de la descripción lagrangiana alrededor del mínimo de energía. Considerando un modelo de tres generaciones con matrices de masa diagonales M_U y M_D (para los quarks con carga $2/3$ y $-1/3$ respectivamente) y una matriz de mezcla V , se tiene que en el modelo tipo I, las interacciones de los Higgses con los fermiones se escriben como,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Hf\bar{f}} = & -\frac{g}{2m_W \sin \beta} \bar{\mathbf{d}} M_D \mathbf{d} (H^0 \sin \alpha + h^0 \cos \alpha) - \frac{i g \cot \beta}{2m_W} \bar{\mathbf{d}} M_D \gamma_5 \mathbf{d} A^0 \\ & - \frac{g}{2m_W \sin \beta} \bar{\mathbf{u}} M_U \mathbf{u} (H^0 \sin \alpha + h^0 \cos \alpha) + \frac{i g \cot \beta}{2m_W} \bar{\mathbf{u}} M_U \gamma_5 \mathbf{u} A^0 \\ & + \frac{g \cot \beta}{2\sqrt{2}m_W} (H^+ \bar{\mathbf{u}} \{M_U V (1 - \gamma_5) - K M_D (1 + \gamma_5)\} \mathbf{d} + h.c.) \end{aligned} \quad (4.14)$$

donde $\tan \beta = v_2/v_1$ contiene en v_2 al valor de expectación del Higgs que se acopla a ambos sectores de quark, el tipo *up* y el *down*. Por otro lado, en el modelo 2HDM tipo II, el lagrangiano de interacción toma la forma,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Hf\bar{f}} = & -\frac{g}{2m_W \cos \beta} \bar{\mathbf{d}} M_D \mathbf{d} (H^0 \cos \alpha - h^0 \sin \alpha) + \frac{i g \tan \beta}{2m_W} \bar{\mathbf{d}} M_D \gamma_5 \mathbf{d} A^0 \\ & - \frac{g}{2m_W \sin \beta} \bar{\mathbf{u}} M_U \mathbf{u} (H^0 \sin \alpha + h^0 \cos \alpha) + \frac{i g \cot \beta}{2m_W} \bar{\mathbf{u}} M_U \gamma_5 \mathbf{u} A^0 \\ & + \frac{g}{2\sqrt{2}m_W} (H^+ \bar{\mathbf{u}} \{\cot \beta M_U V (1 - \gamma_5) + \tan \beta K M_D (1 + \gamma_5)\} \mathbf{d} + h.c.) . \end{aligned} \quad (4.15)$$

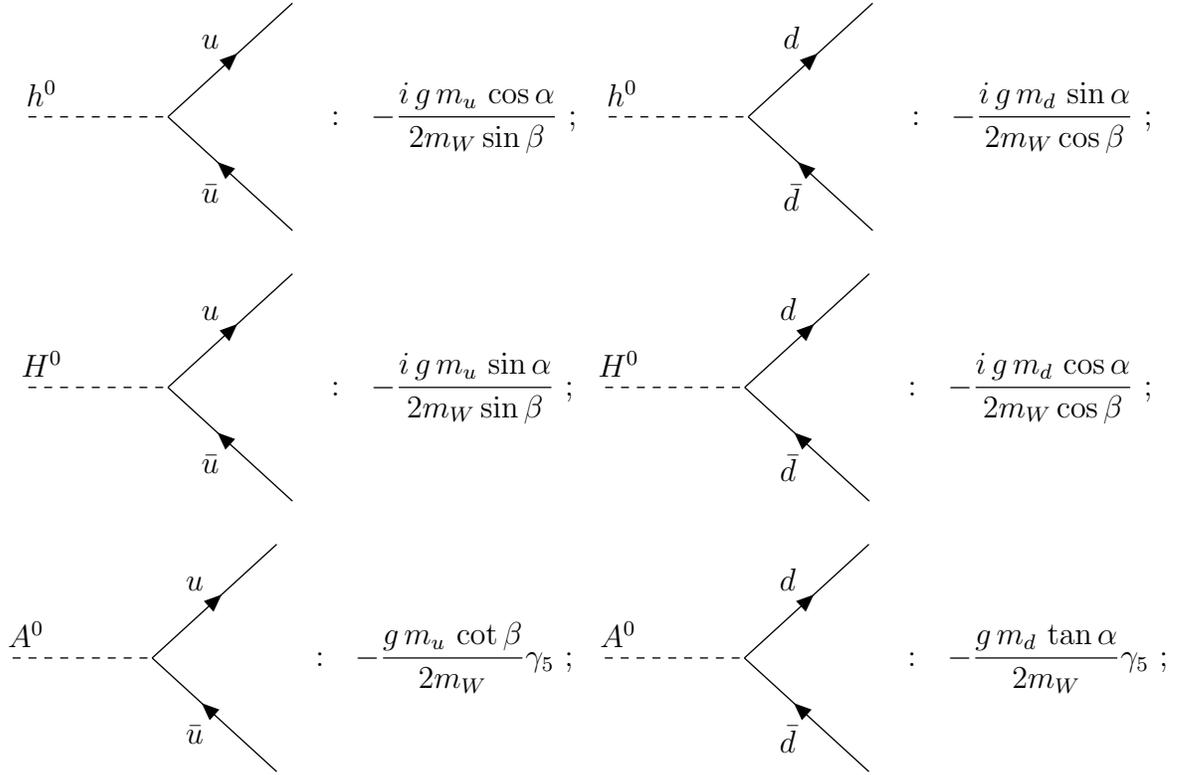


Figure 4.1. Reglas de Feynman para los acoplamientos de los Higgs neutros con los quarks en el 2HDM tipo II.

En este caso, v_1 es el valor de expectación del campo de Higgs que se acopla a los quarks tipo *down* y v_2 es el valor de expectación del campo de Higgs que se acopla a los quarks tipo *up*.

Como usaremos en este documento el 2HDM tipo II, y nuestro interés es estudiar la producción de jets, compuestos por quarks y gluones¹, tenemos que, para los bosones de Higgs neutros, el acoplamiento relativo al valor de los acoplamientos con el Modelo Estándar (usando únicamente la tercera familia) son,

$$\begin{aligned}
 H^0 t\bar{t} &: \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}, & H^0 b\bar{b} &: \frac{\cos \alpha}{\cos \beta}, \\
 h^0 t\bar{t} &: \frac{\cos \alpha}{\sin \beta}, & h^0 b\bar{b} &: -\frac{\sin \alpha}{\cos \beta}, \\
 A^0 t\bar{t} &: \cot \beta, & A^0 b\bar{b} &: \tan \beta,
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

donde tenemos que recordar que A^0 está acoplado al par $q\bar{q}$ a través de la matriz γ_5 .

¹Como el Higgs no se acopla con los gluones el acople directo es cero.

$$\begin{aligned}
 & \begin{array}{c} \text{---} H^+ \text{---} \\ \swarrow \quad \searrow \\ u \quad \bar{d} \end{array} : \frac{i g \tan \beta}{2\sqrt{2}m_W} [(m_d + m_u \cot^2 \beta) + (m_d - m_u \cot^2 \beta)\gamma_5] \\
 & \begin{array}{c} \text{---} H^- \text{---} \\ \swarrow \quad \searrow \\ d \quad \bar{u} \end{array} : \frac{i g \tan \beta}{2\sqrt{2}m_W} [(m_d + m_u \cot^2 \beta) - (m_d - m_u \cot^2 \beta)\gamma_5]
 \end{aligned}$$

Figure 4.2. Reglas de Feynman para los acoplamientos de los Higgs cargados con los quarks en el 2HDM tipo II.

A continuación se presentan diagramáticamente algunas reglas de Feynman de interés para el análisis que se presenta en esta tesis. En la Fig. 4.1 se presentan las reglas de Feynman para los acoplamientos de los Higgses neutros con los quarks. En la Fig. 4.2 se muestran las reglas de Feynman para los Higgses cargados acoplados con los quarks.

Además en la Fig. 4.3, se presentan los acoplamientos de los Higgses con dos bosones vectoriales. Es posible apreciar que las reglas de Feynman prohíben el acoplamiento A^0VV , por tal motivo no aparece en las reglas de Feynman.

Con estas reglas de Feynman y habiendo presentado las bases de los análisis fenomenológicos en colisionadores hadrónicos, procederemos a analizar el canal $pp \rightarrow jjH$ en el siguiente capítulo.

$$\begin{array}{l}
 \begin{array}{c}
 W^+ \\
 \text{---} h^0 \text{---} \\
 W^-
 \end{array}
 \quad : \quad i g m_W \sin(\beta - \alpha) g^{\mu\nu} \\
 \\
 \begin{array}{c}
 W^+ \\
 \text{---} H^0 \text{---} \\
 W^-
 \end{array}
 \quad : \quad i g m_W \cos(\beta - \alpha) g^{\mu\nu} \\
 \\
 \begin{array}{c}
 Z \\
 \text{---} h^0 \text{---} \\
 Z
 \end{array}
 \quad : \quad \frac{i g m_Z}{\cos \theta_W} \sin(\beta - \alpha) g^{\mu\nu} \\
 \\
 \begin{array}{c}
 Z \\
 \text{---} H^0 \text{---} \\
 Z
 \end{array}
 \quad : \quad \frac{i g m_Z}{\cos \theta_W} \cos(\beta - \alpha) g^{\mu\nu}
 \end{array}$$

Figure 4.3. Reglas de Feynman para los acoplamientos de los Higgs con dos bosones vectoriales.

Capítulo 5

Fenomenología del 2HDM tipo II en colisionadores hadrónicos

5.1. El 2HDM tipo II en el LHC y el FCC

A partir del descubrimiento del bosón de Higgs en 2012, diversos grupos teóricos proponen que este no sea el único escalar del Modelo Estándar. Motivados por las observaciones cosmológicas, los experimentos de neutrinos, etc., diversos grupos teóricos proponen extensiones al Modelo Estándar. Dichas propuestas tienen un fundamento claro, el Modelo Estándar debe dar solución a estos problemas y es, hasta ahora, incapaz de resolver estos paradigmas.

El acoplamiento del Higgs del Modelo Estándar con los fermiones, es análogo en el 2HDM tipo II, es por esto cualquier búsqueda que involucre al Higgs ligero h^0 tendrá, en el 2HDM tipo II, una contribución del Higgs pesado, H^0 . Sin embargo, como la relación dada por la Ec. (4.12) involucra cuadrados es posible pensar que, a nivel de la amplitud al cuadrado, existirá un término de interferencia que contribuirá en ambos diagramas. Además, la Ec. (4.13) nos dice que la interferencia contribuye proporcionalmente a $\sin 2(\beta - \alpha)$, de tal manera que si $\beta - \alpha = 0$, el canal a estudiar será una réplica del Modelo Estándar y el caso extremo es cuando $\beta - \alpha = \pi/4$.

El LHC tiene una configuración especial para estudiar las propiedades del Higgs ligero. A una energía de centro de masas de $\sqrt{s} = 14$ TeV, los cortes cinemáticos que se usan para identificar las partículas son ajustados para incrementar la probabilidad de tener eventos con Higgses. No es sencillo determinar estas configuraciones, pero las colaboraciones experimentales en conjunto con los grupos teóricos llegan a un acuerdo para determinar estos parámetros del acelerador. Asimismo, el FCC tendrá cortes diferentes ya que seguramente los análisis del Higgs y de otras partículas más allá del Modelo Estándar así lo requieran. En este trabajo se presenta un análisis fenomenológico del 2HDM tipo II y será comparado con las predicciones del Modelo Estándar. Para que la comparación sea apropiada, usaremos los mismos cortes cinemáticos para ambos aceleradores¹.

En la siguiente sección se especificarán los cortes y los parámetros utilizados en el Monte Carlo para el proceso

$$pp \rightarrow jjh^0. \quad (5.1)$$

Este canal es de interés ya que nos permite acceder a la información del Higgs a partir de conocer la cinemática de los jets. En particular, este proceso tiene diferentes posibilidades de hacer decaer al Higgs. Uno en particular es el de 4 leptones, mediante el decaimiento del Higgs a dos bosones Z^0 , los cuales también están presentes en el modelo 2HDM tipo II². Un canal con mayor multiplicidad sería el canal

$$pp \rightarrow jj\ell^+\ell^-\ell^+\ell^- \quad (5.2)$$

donde el decaimiento de interés sería el asociado a

$$pp \rightarrow jjh^0 \rightarrow jjZ^0Z^0 \rightarrow jj\ell^+\ell^-\ell^+\ell^-. \quad (5.3)$$

¹Cabe mencionar que en las Ref. [50–53] aparecen otros cortes cinemáticos pero el objetivo de este trabajo es mostrar el impacto de añadir nuevos vértices al Modelo Estándar.

²Ver la sección de reglas de Feynman

Aunque este canal sería más interesante de estudiar a nivel fenomenológico, el presente trabajo estudia el asociado a la Ec. (5.1) ya que el poder de cómputo necesario para la integración Monte Carlo de un proceso $2 \rightarrow 6$ partículas sobrepasa las especificaciones del equipo de cómputo disponible para el presente trabajo. Una situación similar ocurre para las correcciones a segundo orden en la QCD. El trabajo que se ha desarrollado contiene únicamente el término LO de la QCD perturbativa, ya que el número de diagramas de Feynman crece demasiado que la computadora que se tiene no es capaz siquiera de comenzar el cálculo Monte Carlo. Es por este motivo que se presentan los resultados a LO. A continuación se describen los parámetros que pueden ser modificados en el simulador Monte Carlo `MadGraph5`.

5.2. Simulación Monte Carlo del proceso $pp \rightarrow jjh^0$

En el Capítulo 3, se expuso el simulador Monte Carlo que se utilizará en este trabajo, `MadGraph5`. Como se mencionó en su momento, la simulación tiene un código simple para comenzar la simulación. En la Sección 3.3.1, se presenta la línea de comandos necesarios para correr `MadGraph5` para el Modelo Estándar. Para correr el 2HDM tipo II, se debe de cargar el modelo 2HDM en el directorio `models`. Una vez cargado el modelo, la línea de comandos es simplemente

```
>import model 2hdm
>define p = u c d s b u~ c~ d~ s~ b~ g
>define j = u c d s b u~ c~ d~ s~ b~ g
>generate p p > j j h0
>output Archivo_2HDM ; launch;
```

donde la única diferencia está en llamar al modelo 2HDM tipo II y guardar las salidas en un archivo diferente a aquel del Modelo Estándar para su posterior análisis.

`MadGraph5` tiene además dos archivos importantes: `run_card.dat` y `param_card.dat`. El archivo `run_card.dat` posee la información de los cortes cinemáticos propios del colisionador.

Algunos parámetros importantes se presentan a continuación.

- **nevents**: es donde el usuario determina el número de eventos que el Monte Carlo generará para la integración numérica,
- **lpp1** y **lpp2**: definen el tipo de partícula que colisiona. El valor de 1 corresponde a protones, -1 a antiprotones y 0 a electrones y positrones ³,
- **ebeam1** y **ebeam2**: selecciona la energía de cada uno de los haces de partículas que colisionan,
- **pdlabel**: es la etiqueta que el usuario modifica para seleccionar las funciones de distribución partónicas a utilizar,
- **jetalgo**: es donde se escoge el algoritmo de agrupamiento de eventos para definir un jet, también llamado *clustering*,
- **jetradius**: es donde se fija el radio del cono donde las partículas son analizadas para definir un jet,
- **ptj** y **ptjmax**: son los cortes donde el usuario especifica los valores mínimos y máximos en el momento transversal de los jets, respectivamente,
- **drjj** y **drjjmax**: especifica la distancia mínima y máxima de separación entre los jets y,
- **etaj**: es donde el usuario elige la rapidez máxima para los jets.

Existen otras definiciones, por ejemplo para leptones y partículas masivas, pero en el trabajo que se presenta no fueron necesarias especificar y por este motivo es que no se profundiza en ellas.

Además de especificar las características cinemáticas permitidas, es importante saber que cada modelo tiene sus parámetros. El Modelo Estándar tiene sus 19 parámetros libres sujetos

³No hay PDF asociada a electrones y positrones ya que son considerados, hasta el momento, como partículas fundamentales.

a las mediciones que a lo largo de los años se han hecho. En el caso del modelo 2HDM tipo II, el archivo `param_card.dat` contiene los parámetros del modelo. En particular, los parámetros importantes a conocer están divididos por bloques y cada modelo tendrá bloques diferentes. En particular, a continuación se describen los bloques que fueron estudiados en esta tesis y que corresponden al 2HDM tipo II,

- **Information for Higgs:** en este bloque se encuentran las especificaciones de los ángulos de mezcla entre los Higgses,
- **Information for Mass:** se especifican las masas de las partículas, entre ellas las masas de los Higgses del 2HDM tipo II,
- **Information for SMInputs:** en este apartado se especifican los valores de α_{EW} , α_S y G_F , los cuales corresponden a la constante de acoplamiento electrodébil, fuerte y la constante de Fermi, respectivamente; cabe mencionar que si el usuario hace uso de una función de distribución partónica, `MadGraph5` no usará el valor especificado sino el que proporcione la PDF seleccionada,
- **Information for Decay:** en este bloque se encuentran los anchos de decaimiento de las partículas que pueden ser modificados por el usuario de acuerdo con nuevas mediciones experimentales y,
- **Quantum numbers of New States:** el cual es importante para establecer propiedades como *i)* carga eléctrica, *ii)* número de estados de espín, *iii)* representación en el espacio de color y *iv)* distinción entre partícula y antipartícula.

Aunque algunos de los valores no serán modificados en este trabajo, es importante que el usuario tenga conocimiento de los parámetros de su modelo y a partir de ahí, determinar los mejores valores en concordancia con los datos experimentales.

Cuando el código de `MadGraph5` concluye la simulación, este genera los eventos en el formato de Les Houches, un formato estándar que proporciona, entre otras cosas, los cuadrivectores

de todas las partículas e, para este caso, identifica a todas las partículas involucradas en el proceso. Es importante mencionar que en un estudio real en los colisionadores hadrónicos, esta característica es desconocida, sin embargo, es posible estimar la masa de la partícula detectada y posteriormente usar éste cuadrivector y todos aquellos generados para cada partícula en el estado final y reconstruir el evento total, combinando todos los cuadrivectores apropiadamente. La ausencia de esta información, hace que la combinatoria sea grande para un evento real y dicho análisis puede ser realizado en un trabajo futuro.

Una vez teniendo los archivos generados para cada modelo, se procedió a analizar las variables cinemáticas. En este trabajo se utilizó el programa de Python ya que contiene herramientas que hacen más fácil el manejo de datos. Aunque la herramienta *MadAnalysis* se puede utilizar para el análisis de resultados, Python tiene un lenguaje más simple y con una calidad de análisis igual o, en algunos casos, superior a *MadAnalysis*.

5.3. Fenomenología del proceso $pp \rightarrow jjh^0$

Para entender las diferencias entre los modelos teóricos, es esencial el análisis de la simulaciones Monte Carlo que recrean las colisiones a altas energías. En este trabajo, usaremos el código público de *MadGraph* [49] para adentrarnos en las colisiones que toman lugar en el LHC y que tendrán lugar en el FCC [50–53].

En esta búsqueda, el presente análisis se centra en el estudio del proceso $pp \rightarrow jjh$ con especial interés en la reconstrucción de la cinemática de los jets. Las simulaciones Monte Carlo fueron ajustadas de tal manera que los eventos debieran satisfacer los siguientes cortes del LHC con una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13$ TeV,

$$\begin{aligned}
 p_{T,jet} &> 20 \text{ GeV}, \\
 \eta_{T,jet} &< 5, \\
 \Delta R_{jj} &< 0.4.
 \end{aligned}
 \tag{5.4}$$

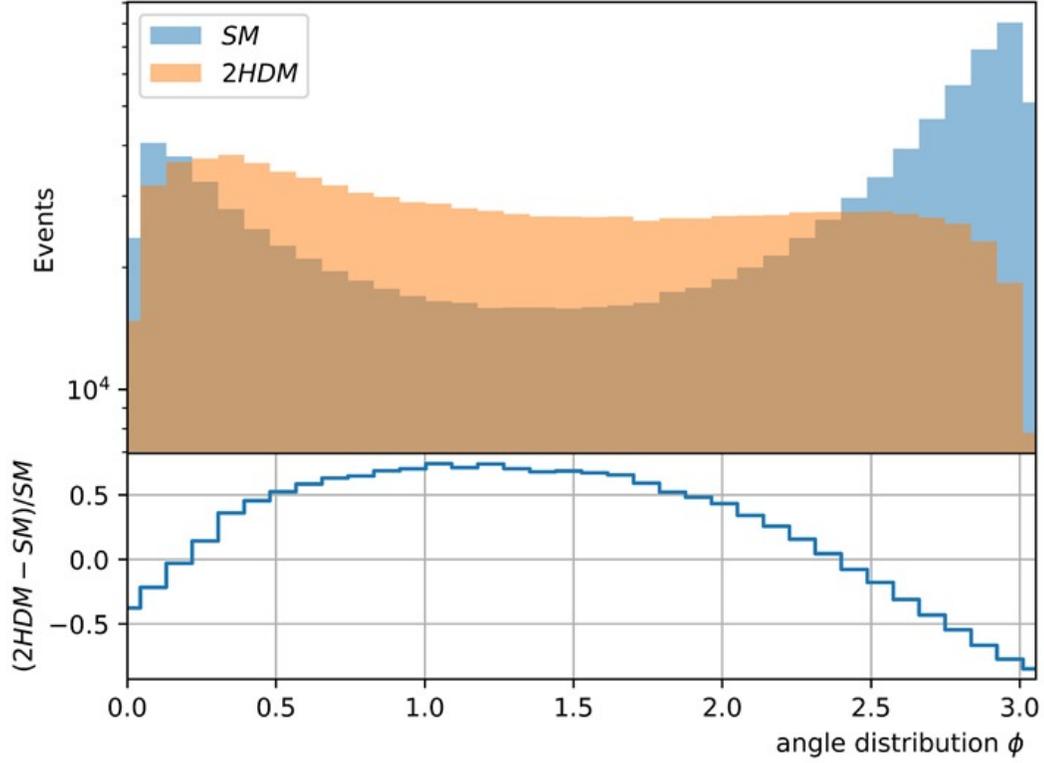


Figure 5.1. Comparación de la distribución de la separación angular entre los jets para el Modelo Estándar y el 2HDM en el proceso $pp \rightarrow jjH$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV con los cortes cinemáticos establecidos en la Ec. (5.4).

Además, para las Funciones de Distribución Partónica se han usado aquellas correspondientes a NNPDF3.0 [33] las cuales están ya implementadas en `MadGraph5`. Finalmente, para poder entender las principales diferencias fenomenológicas entre el Modelo Estándar y el Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo II a primer orden en la teoría perturbativa de la QCD (LO, por sus siglas en inglés *Leading Order*), estudiamos dos configuraciones diferentes de energías de centro de masa, la del LHC y la del FCC, $\sqrt{s} = 100$ TeV, con los mismos cortes cinemáticos, definidos para el LHC, a modo de entender las repercusiones de ambos modelos en mismas condiciones.

En las Figs. 5.1–5.3, se presentan los resultados de las distribuciones obtenidas para ambos modelos en el ambiente del LHC. En la 5.1, se presenta la distribución angular de la separación de los dos jets. Se observa que en el 2HDM tipo II presenta diferencias significativas

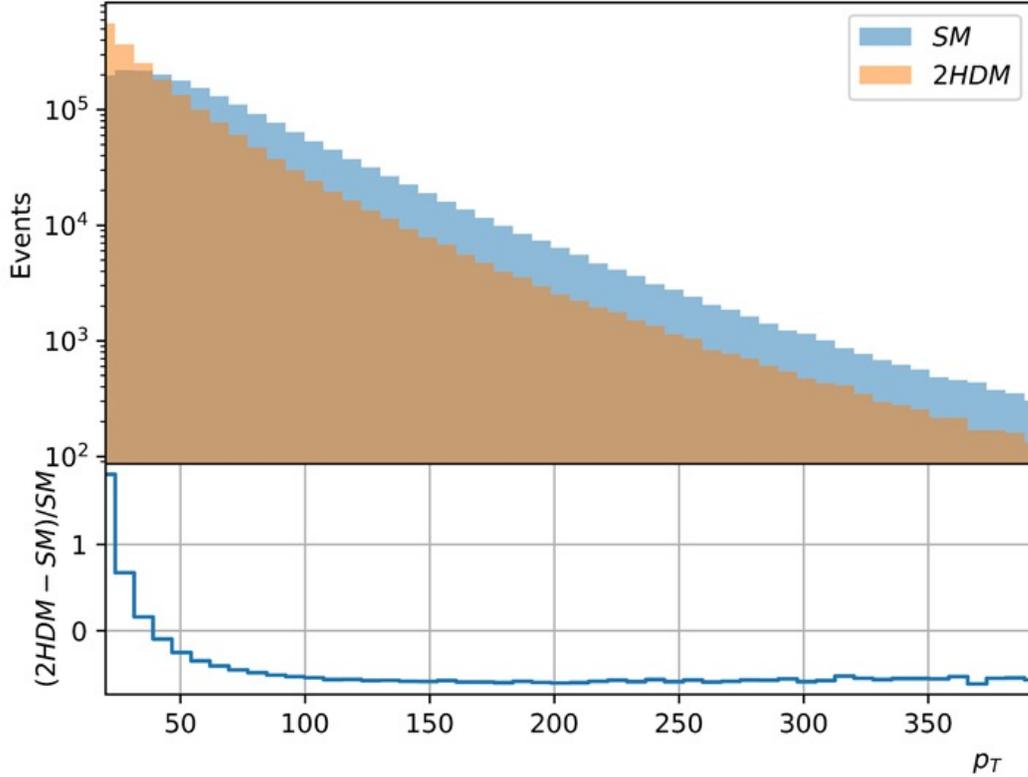


Figure 5.2. Comparación de la distribución del momento transverso del jet más energético para el Modelo Estándar y el 2HDM en el proceso $pp \rightarrow jjH$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV con los cortes cinemáticos establecidos en la Ec. (5.4).

que pueden alcanzar desviaciones del orden del 50% con respecto a las del Modelo Estándar para valores de $\phi \sim 1$.

La distribución del momento transverso del jet más energético se presenta en la Fig. 5.2. A bajo p_T se encuentran grandes desviaciones que alcanzan a ser del orden de 200%, sin embargo, es posible que las correcciones al orden siguientes, Next-to-Leading Order, provoquen que ésta diferencia se vea reducida. Por el otro lado, para valores grandes del momento transverso se encuentran diferencias entre los modelos del orden del 50%, los cuales pueden ser originados debido a los acoplamientos de las nuevas interacciones de las partículas. Sin embargo, también es posible que éstas diferencias puedan ser reducidas a través de la inclusión de correcciones de más alto orden a través de los diagramas de lazos.

En la Fig. 5.3 se muestra la distribución de la pseudorapidez de los jets. Se observa que

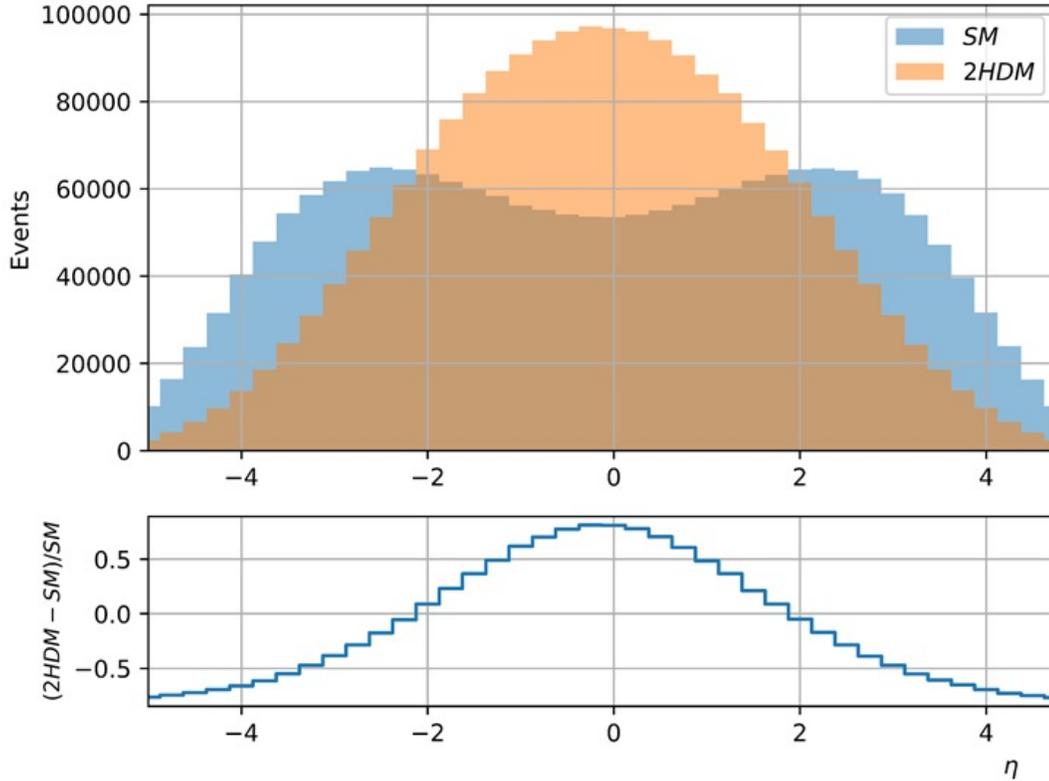


Figure 5.3. Comparación de la distribución de la pseudorapidez de los jets para el Modelo Estándar y el 2HDM en el proceso $pp \rightarrow jjH$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV con los cortes cinemáticos establecidos en la Ec. (5.4).

para el Modelo Estándar, la distribución presenta un máximo a $\eta \sim \pm 3$, lo cual significa que los jets salen de la colisión dura casi en las direcciones *forward* y *backward*; sin embargo, en el caso del 2HDM tipo II, la mayor cantidad de eventos se han distribuido alrededor de $\eta \sim 0$. Claramente, las diferencias porcentuales son grandes, alcanzando desviaciones del orden del 70 % en la región centrada en $\eta = 0$.

Resultados similares se encuentran para el proceso estudiado en la configuración del FCC. Dichos resultados se encuentran en las Figs. 5.4–5.6. En la Fig. 5.4, se encuentra la distribución de la separación angular de los jets, donde se aprecian grandes diferencias en todo el rango cinemático, puntualmente, se encuentran desviaciones del orden del $\pm 50\%$ de diferencia en promedio.

En la Fig. 5.5 se encuentra la distribución del momento transversal del jet más energético.

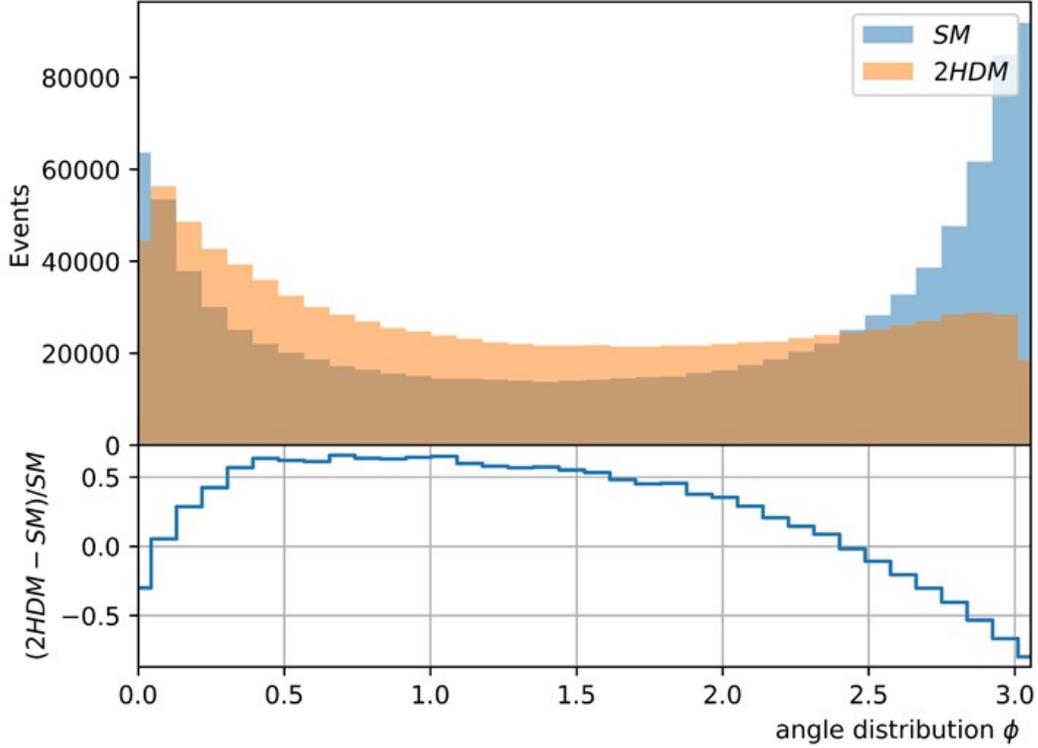


Figure 5.4. Comparación de la distribución de la separación angular entre los jets para el Modelo Estándar y el 2HDM en el proceso $pp \rightarrow jjH$ a $\sqrt{s} = 100$ TeV con los cortes cinemáticos establecidos en la Ec. (5.4).

Nuvamente, se presentan grandes desviaciones en la región de bajo p_T , las cuales podrían ser reducidas con la introducción de correcciones NLO. En el otro regimen, también se encuentran discrepancias con el Modelo Estándar del orden de 60%.

Finalmente, se presenta la Fig. 5.6 donde se observa un comportamiento muy similar de la rapidity de los jets en el ambiente del FCC en relación con el análisis de la distribución para el LHC. Sin embargo, existen diferencias importantes entre ambas predicciones. En particular, es preciso mencionar que para el Modelo Estándar, el máximo de la distribución se encuentra a $\eta \sim \pm 4$, lo cual implica que los jets están saliendo del punto de interacción en una configuración casi colineal en la dirección del haz, lo cual es un estado que es complicado de medir experimentalmente. Sin embargo, para el 2HDM tipo II, los jets son producidos principalmente en la dirección $\eta = 0$, lo cual permite ser detectados con una mayor facilidad en los detectores.

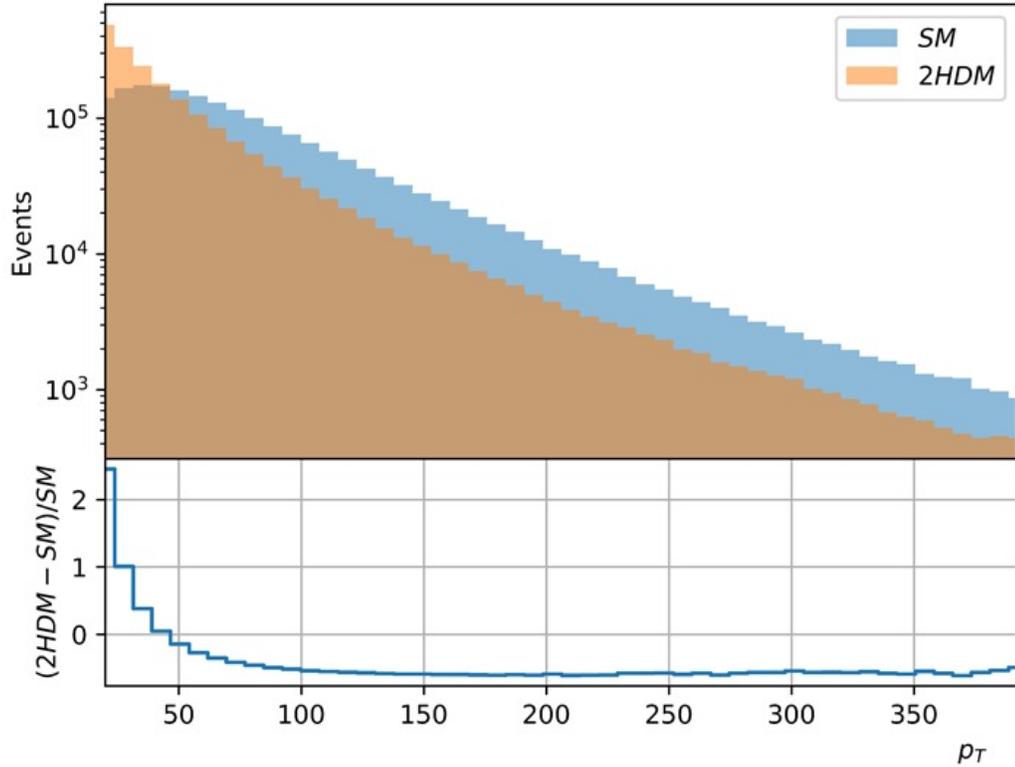


Figure 5.5. Comparación de la distribución del momento transversal del jet más energético para el Modelo Estándar y el 2HDM en el proceso $pp \rightarrow jjH$ a $\sqrt{s} = 100$ TeV con los cortes cinemáticos establecidos en la Ec. (5.4).

Antes de concluir, es preciso mencionar que este trabajo es un primer paso para el entendimiento de la fenomenología del 2HDM tipo II en el ambiente del FCC usando las herramientas de Python. Más aún, la fenomenología depende fuertemente de los parámetros del modelo⁴. Además, de acuerdo con los cortes cinemáticos impuestos en el FCC, muy seguramente el número de eventos simulado será diferente y por lo tanto las distribuciones se verán modificadas. Así, es importante continuar explorando este y otros modelos de física más allá del Modelo Estándar para contribuir en la búsqueda de nueva física en el LHC o en futuro FCC.

⁴Es posible que las masas de las partículas escalares extra tengan variaciones significantes con las propuestas en este trabajo y por lo tanto las predicciones actuales se verán modificadas en concordancia con los resultados experimentales.

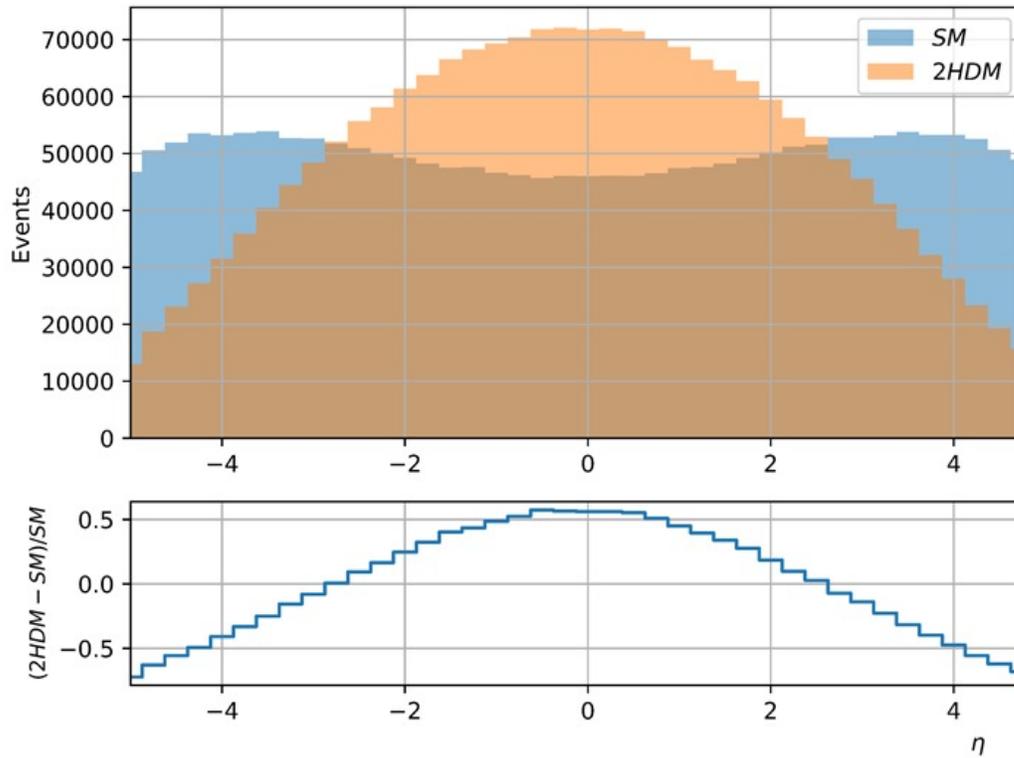


Figure 5.6. Comparación de la distribución de la pseudorapidez de los jets para el Modelo Estándar y el 2HDM en el proceso $pp \rightarrow jjH$ a $\sqrt{s} = 100$ TeV con los cortes cinemáticos establecidos en la Ec. (5.4).

Capítulo 6

Conclusiones

La evidencia experimental confirma que existen “ligeras” discrepancias entre la teoría y el experimento en el contexto de la descripción fundamental de la materia a través del Modelo Estándar. Por lo tanto, para resolverlas, nuevos modelos que extiendan sus límites parecen ser un buen enfoque. Una de las mejores opciones que tenemos actualmente para extender el Modelo Estándar es el Modelo de dos dobletes de Higgs (2HDM) de tipo II, ya que naturalmente trae una nueva fenomenología que podría encajar con los resultados que el Modelo Estándar no logra explicar por completo. En este trabajo hemos estudiamos el potencial de la 2HDM tipo II en los colisionador LHC y también para el futuro colisionador FCC. Los nuevos vértices que aparecen, dado el lagrangiano del modelo, propicia que las predicciones fenomenológicas del 2HDM tipo II tengan un cambio sustancial en algunos observables que lo hacen lo suficientemente importante como para ser considerado para futuros análisis. En particular, en esta tesis se analizaron las distribuciones de momento transversal, pseudorapidez y separación angular de jets del proceso $pp \rightarrow jjh^0$ a energías de centro de masa de 14 TeV y 100 TeV. Además, para poder comparar las implicaciones de probar diferentes modelos, se mantuvieron los cortes cinemáticos del LHC para el Monte Carlo del FCC. Los resultados obtenidos muestran diferencias significativas de las variables cinemáticas. Es importante resaltar que es posible reducir esas diferencias agregando correcciones de mayor orden para

reducir las incertidumbres teóricas o haciendo variaciones en los parámetros del modelo; esta será una posible dirección para continuar este trabajo. De manera adicional, búsquedas de nuevas partículas e interacciones se pueden estudiar en el contexto del trabajo presentado. Una de las preguntas que podría también ser abordada en colisionadores es la de Materia Oscura. Este campo cuántico que parece ser una partícula de Majorana podría ser clave para el entendimiento de diversos observables que aún no cuentan con una completa justificación. Materia Oscura y partículas de Majorana son guías claves en las actuales búsquedas de Física más allá del Modelo Estándar.

Apéndice

Como producto del trabajo realizado en esta tesis, se obtuvo un trabajo publicado en la RMF-S. A continuación se presenta el correo de confirmación y el documento aprobado. Próximamente aparecerá en la revista.



Roger Jose Hernandez Pinto <roger@uas.edu.mx>

[SRMF] Editor Decision

1 mensaje

Alfredo Raya <rmf@ciencias.unam.mx>

2 de mayo de 2022, 12:58

Para: Roger Hernández Pinto <roger@uas.edu.mx>, Sergio Sicairos-Paez <sergiosicairos19@gmail.com>

Dear Roger Hernández Pinto, Sergio Sicairos-Paez (Author):

We are pleased to inform you that your paper titled: "Phenomenological studies in the 2HDM and SM using Madgraph 5", has been accepted for publication in Suplemento de la Revista Mexicana de Física.

Comments from the referee are enclosed for your information.

Sincerely,

Alfredo Raya
Chief Editor
RMF

Reviewer B:

I fully recommend acceptance of the manuscript "Phenomenological studies in the 2HDM and SM using Madgraph 5" for publication in Revista Mexicana de Física.

Recommendation: Accept Submission

Suplemento de la Revista Mexicana de Física
<https://rmf.smf.mx/>

Phenomenological studies in the 2HDM and SM using Madgraph 5

Sergio L. Sicairos-Páez* and Roger J. Hernández-Pinto.

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas, Universidad Autónoma de Sinaloa, Ciudad Universitaria, CP 80000 Culiacán, México.

Received day month year; accepted day month year

The phenomenological analysis of an extension of the Standard Model is analyzed in this manuscript. The Two Higgs Doublet Model is a simple way to incorporate a second extra doublet to the Standard Model to reduce the tension between experimental measurements and theoretical predictions. This model presents a large phenomenological signals which could guide the search for new physics at hadron colliders. In particular, we study the transverse momentum, the rapidity and the angular distributions of the jets in the $pp \rightarrow jjh$ channel within the Standard Model and the Two Higgs Doublet Model in the LHC and FCC environment by means of Monte Carlo simulations made in MadGraph 5.

Keywords: Quantum Chromodynamics, Models beyond the Standard Model, Collider physics

PACS: 12.38.-t, 12.60.-i, 25.40.Ep

1. Introduction

The physics at hadron colliders is taking giant steps through the design, construction and technological developments in order to understand the behavior of the most elementary particles. All of them would allow us to reach the precision frontier, where experimental measurements shall be contrasted with precise theoretical predictions. In this spirit, it is imperative to advance together, the experimental and the theoretical aspects, to decipher the dynamics of elementary particles.

The Standard Model (SM) of elementary particles has proven, with great success, its predictive power in the determination of observables at the Large Hadron Collider (LHC). Its breakthrough came in 2012 with the announcement of the discovery of the only scalar particle in the SM, the Higgs boson [1,2]. However, recent studies at the Fermilab laboratory have put the SM under stress by comparing the measurement of the anomalous magnetic moment of the muon [3]. This result, in conjunction with other results [4], leads researchers to continue to argue that the SM cannot be the end of the road in particle physics and, in addition, to present the SM as an effective model of a larger theory [5]. Furthermore, the non-perturbative regime could also hide physics beyond SM. Understanding the internal dynamics of hadrons requires to explore novel ideas and techniques [6–8], in order to access to the interactions of the fundamental constituents of matter and discover new phenomena.

One of the most attractive alternatives to the SM, without any gauge extension, is to increase the number of scalar fields in the model. Among several options, one of the most favored model to tackle several issues of the SM is the Two Higgs Doublet Model (2HDM). In this document, we study the phenomenological aspects of this model in the environment of the LHC and at the Future Circular Collider (FCC) [9–12]. This manuscript is divided as follows: in Section 2 the theo-

retical description of the 2HDM is discussed; in Section 3, the process under consideration and the kinematical cuts implemented for the LHC and the FCC are presented; in addition, the results of the Monte Carlo simulations in MadGraph 5 are presented; and in Section 4 we present our conclusions and perspectives of this analysis.

2. Two Higgs Doublet Model

The fundamental description of nature is well understood through the Standard Model. Even if the SM has explained and predicted many experimental results, it still has unsolved questions, mainly driven by experimental results, such as: neutrino masses [14, 15], the asymmetry between matter and antimatter [13], the origin of dark matter [16–22] and dark energy [23, 24], etc. In order to solve this puzzle, there are several groups devoted to build models beyond the SM, such as the 2HDM [25], one of the simplest models beyond the SM. In this extension, we obtain a different and a more rich phenomenology with respect to the SM predictions. From the theoretical point of view, it contains new scalar states such as: two charged Higgs Bosons (H^\pm), a CP odd pseudoscalar (A), and two Higgs-like bosons, the light Higgs (h), and the heavy Higgs (H). The light Higgs is associated with the SM Higgs boson with a mass of $m_h = 125.25$ GeV [26]. Both, the light and heavy Higgs acquire a vacuum expectation value and they are both responsible for the masses of the SM particles. The potential of the 2HDM type

*Speaker

II (where FCNC are ignored) is given by,

$$\begin{aligned}
V = & \mu_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + (\mu_3 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c.) \\
& + \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) \\
& + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + (\lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + h.c.) \\
& + (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c.) \\
& + (\Phi_2^\dagger \Phi_2) (\lambda_7 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c.), \quad (1)
\end{aligned}$$

where μ_3 , λ_5 , λ_6 and λ_7 are complex parameters and the others are real parameters. However, not all parameters are physical since they can be modified by a change of basis following the replacement,

$$\begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \Phi'_1 \\ \Phi'_2 \end{pmatrix} = U_\Phi \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

where U_Φ is a unitary matrix of dimension 2×2 . In order to achieve an invariant vacuum under $U(1)_{EM}$, the expectation values shall be aligned to,

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{v_1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{and} \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{v_2}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Regarding this configuration, it is possible to chose a basis where only one of the doublets has a non-zero vacuum expectation value, i.e,

$$\langle \Phi'_1 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{and} \quad \langle \Phi'_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

where the rotation angle

$$U_\Phi = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}, \quad (5)$$

relates the expectation values v_1 and v_2 with v through $v^2 = v_1^2 + v_2^2$ and the angle of rotation satisfies $\tan \beta = v_2/v_1$.

On the other hand, the existence of the second scalar doublet shall be manifested through its couplings with the matter fields through the Yukawa lagrangian. In this basis, the lagrangian is,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = & -\bar{Q}_L \cdot y_d \cdot d_R \Phi_1 - \bar{Q}_L \cdot y_u \cdot u_R \tilde{\Phi}_1 \\
& -\bar{Q}_L \cdot G_d \cdot d_R \Phi_2 - \bar{Q}_L \cdot G_u \cdot u_R \tilde{\Phi}_2 \\
& -\bar{L}_L \cdot y_\ell \cdot \ell_R \Phi_1 - \bar{L}_L \cdot G_\ell \cdot \ell_R \tilde{\Phi}_2 + h.c., \quad (6)
\end{aligned}$$

where $[\tilde{\Phi}]_i = \varepsilon_{ij} [\Phi]_j$ with ε_{ij} is the antisymmetric Levi-Civita tensor in two dimensions; y_i are the 3×3 Yukawa matrices, which in the diagonal case have inputs proportional to $\sqrt{2} m_f/v$, while the matrices G_i contain free parameters in their entries. The interactions of the extra particles are obtained by replacing,

$$\begin{aligned}
\Phi_1 & \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -\imath\sqrt{2} G^+ \\ v + h_1^n + \imath G_0 \end{pmatrix}, \\
\Phi_2 & \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{2} H^+ \\ h_2^n + \imath h_3^n \end{pmatrix} \quad (7)
\end{aligned}$$

where G_0 and G^+ are the Goldstone bosons that give mass to the particles. The physical mass of the charged scalar boson is,

$$m_{H^+}^2 = \mu_2 + \lambda_3 \frac{v^2}{2}, \quad (8)$$

and the mass matrix for the scalar neutral states is,

$$m_0^2 = \begin{pmatrix} \lambda_1 v^2 & \Re \lambda_6 \frac{v^2}{2} & -\Im \lambda_6 \frac{v^2}{2} \\ \Re \lambda_6 \frac{v^2}{2} & m_{22}^2 & -\Im \lambda_5 \frac{v^2}{2} \\ -\Im \lambda_6 \frac{v^2}{2} & -\Im \lambda_5 \frac{v^2}{2} & m_{33}^2 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

with $m_{22}^2 = \frac{1}{4}(2m_{H^+}^2 + (\lambda_4 + 2\Re \lambda_5))$ and $m_{33}^2 = \frac{1}{4}(2m_{H^+}^2 + (\lambda_4 - 2\Re \lambda_5))$. As for the mass eigenstates, H_i , they are obtained from a unitary rotation,

$$H_i = U_{ij} H_j^n \quad (10)$$

where $H_i = (h \ H \ A)^T$ and $H^n = (h_1^n \ h_2^n \ h_3^n)$. This model has many phenomenological implications and depending on the theoretical constraints imposed it is possible to reduce the parameter space.

In this paper we will analyze a small set of the parameter space to understand the phenomenological implications of the 2HDM model in comparison to the SM within the LHC and the FCC.

3. Phenomenological analysis

To understand the differences between the theoretical models, it is essential to analyze Monte Carlo simulations that recreate collisions at high energies. In this work, we will use the public code `MadGraph` [27] to dive into the collisions that takes place at the LHC and the FCC.

In this assignment, we focus on the process $pp \rightarrow jjh$ with special interest in the kinematical reconstruction of the jets. The Monte Carlo simulations were adjusted in such a way that the events must satisfy the following LHC kinematic cuts at a center of mass energy of $\sqrt{s} = 13$ TeV,

$$\begin{aligned}
p_{T,jet} & > 20 \text{ GeV}, \\
\eta_{T,jet} & < 5, \\
\Delta R_{jj} & < 0.4. \quad (11)
\end{aligned}$$

Furthermore, for the Parton Distribution Functions, we used NNPDF3.0 [28] which is already implemented in `MadGraph` 5. Finally, in order to understand the main phenomenological differences between the SM and the 2HDM, at Leading Order (LO), at two different center of mass energies, we study also the FCC environment, at $\sqrt{s} = 100$ TeV, with the same kinematical cuts as for the LHC.

In Figures 1–3, we present the results of the distributions obtained for both models for the LHC configuration. In Figure 1, the angular distribution of the jet separation is presented. We observe that the 2HDM model present significant

differences that reach the order of 50% with respect to the SM prediction at $\phi \sim 1$.

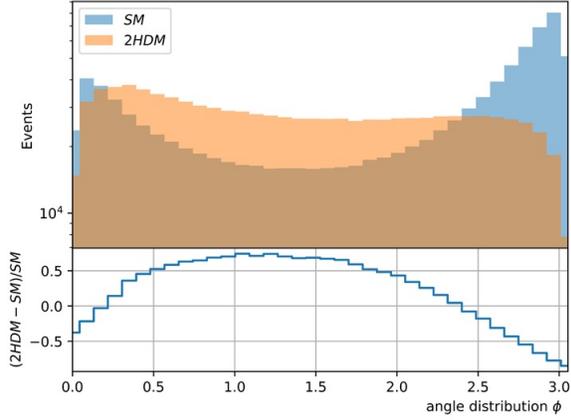


FIGURE 1. Comparison of the angular separation distribution of the jets between the SM and the 2HDM in the process $pp \rightarrow jjH$ at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the kinematical cuts in Eq (11).

The transverse momentum distribution of the leading jet is presented in Figure 2. For low p_T , large deviations of the order of 200% are observed, however, it is possible that Next-to-Leading Order (NLO) corrections decrease this discrepancy. On the other hand, for large p_T we have deviations of 50% which might be originated due to stronger couplings of the new interactions. However, it is possible that these differences might also be reduced with higher order corrections through loop diagrams.

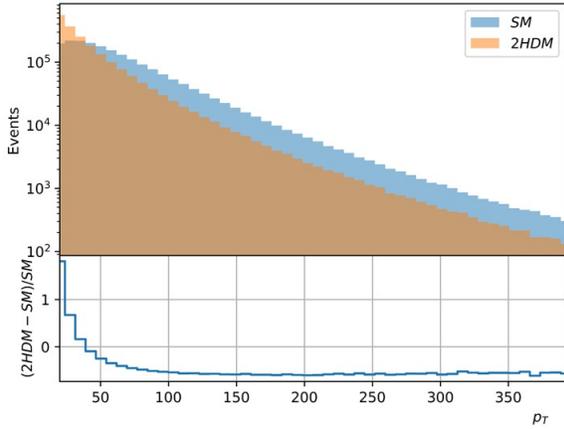


FIGURE 2. Comparison of the transverse momentum of the leading jet between the SM and the 2HDM in the process $pp \rightarrow jjH$ at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the kinematical cuts in Eq (11).

Figure 3 shows the distribution of the rapidity of the jets. We observe that for the SM, the distribution presents a maximum at $\eta \sim \pm 3$, which means that the jets leave the collision in the most forward and backward configuration; however, in the case of the 2HDM most of the events have a distribution centered at zero. Clearly, the percentage comparison will be large, reaching large deviations of the order of 70% at $\eta = 0$.

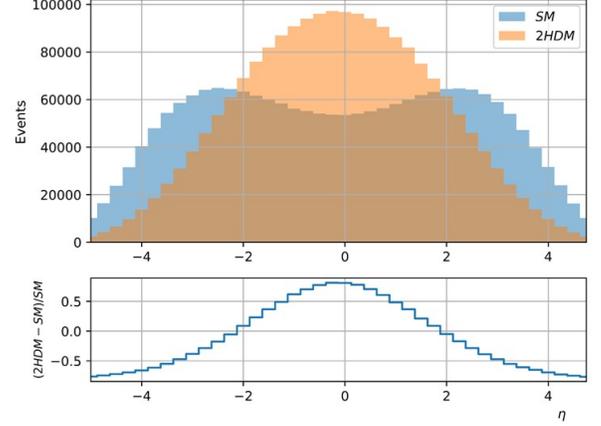


FIGURE 3. Comparison of the rapidity between the SM and the 2HDM in the process $pp \rightarrow jjH$ at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the kinematical cuts in Eq (11).

Similar results for the FCC configuration are presented in Figures 4–6. In Figure 4 we find the angular distribution of the jets separation, where we find the largest differences over the whole kinematic range of about $\pm 50\%$ on average.

In Figure 5 is the transverse momentum distribution of the leading jet. Again, large deviations are found in the low p_T region, which can possibly be reduced by introducing NLO corrections. For large p_T , deviations of 60% are found.

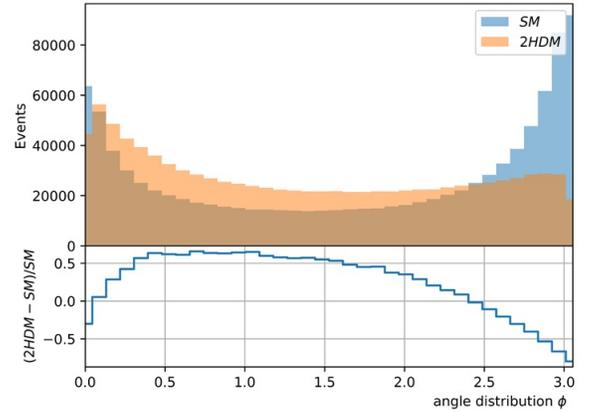


FIGURE 4. Comparison of the angular separation distribution of the jets between the SM and the 2HDM in the process $pp \rightarrow jjH$ at $\sqrt{s} = 100$ TeV with the kinematical cuts in Eq (11).

Finally, we present with Figure 6, where we observe a behavior similar to that of the LHC for the rapidity of the jets. However, there are noticeable differences between the prediction for the FCC and that for the LHC. In particular, we notice that for the SM, the maximum of the distribution is at $\eta \sim \pm 4$, which implies that the jets in the SM will be produced almost collinear to the beam direction which makes it complicated to measure experimentally. However, for the 2HDM, the jets will be produced mainly in the $\eta = 0$ direction.

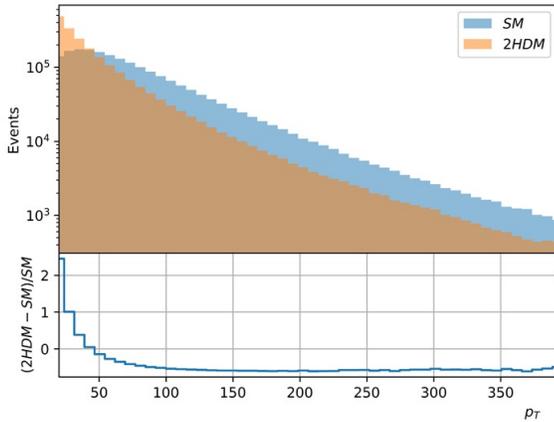


FIGURE 5. Comparison of the transverse momentum of the leading jet between the SM and the 2HDM in the process $pp \rightarrow jjH$ at $\sqrt{s} = 100$ TeV with the kinematical cuts in Eq (11).

Before concluding, it is worth mentioning that this analysis is a first step to understand the phenomenology of the 2HDM model in the FCC environment. Moreover, the phenomenology depends strongly on the parameters of the model, i.e., it is possible to find different distributions if the masses of the extra scalars were different or the kinematic cuts are modified. Hence, it is important to continue exploring this model in order to find evidence of new physics at the LHC or in the future FCC.

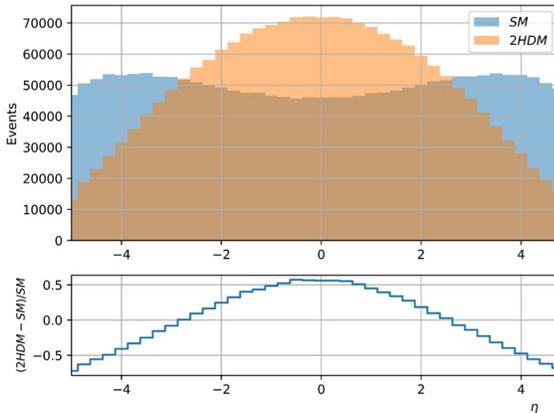


FIGURE 6. Comparison of the rapidity between the SM and the 2HDM in the process $pp \rightarrow jjH$ at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the kinematical cuts in Eq (11).

4. Conclusions

Experimental evidence supports that there are mild discrepancies between theory and experiment in the context of Standard Model. Hence, in order to solve them, new models that extend its limits seems to be a good approach. One of the best options we currently have to extend the Standard Model is the Two Higgs Doublet Model, as it naturally brings new phenomenology that might fit the subtle results were the Standard Model fail to explain completely. In this work, we study the potential of the 2HDM in the LHC and FCC studies. The

phenomenological contributions of the 2HDM make a substantial change to some observables which make it important enough to be considered for future analyses. In particular, it is important to highlight that higher order corrections can be added in order to reduce the theoretical uncertainties and this shall be a direction to continue this work. A detailed analysis of the phenomenology is under examination for other experimental variables.

Acknowledgments

This research was supported by CONACyT through the Project No. A1- S-33202 (Ciencia Basica), Ciencia de Frontera 2021-2042 and Sistema Nacional de Investigadores. The work is also supported by PROFAPI 2022 Grant No. PRO_A1_024 (Universidad Autónoma de Sinaloa), the COST Action CA16201 (PARTICLE-FACE) and MCIN/AEI/10.13039/501100011033, Grant No. PID2020-114473GB-I00.

1. S. Chatrchyan *et al.* [CMS], Phys. Lett. B **716**, 30-61 (2012) doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021 [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
2. G. Aad *et al.* [ATLAS], Phys. Lett. B **716**, 1-29 (2012) doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
3. B. Abi *et al.* [Muon g-2], Phys. Rev. Lett. **126**, no.14, 141801 (2021) doi:10.1103/PhysRevLett.126.141801 [arXiv:2104.03281 [hep-ex]].
4. O. Fischer, B. Mellado, S. Antusch, E. Bagnaschi, S. Banerjee, G. Beck, B. Belfatto, M. Bellis, Z. Berezhiani and M. Blanke, *et al.* [arXiv:2109.06065 [hep-ph]].
5. S. Weinberg, Physica A **96**, no.1-2, 327-340 (1979) doi:10.1016/0378-4371(79)90223-1
6. D. de Florian and G. F. R. Sborlini, Phys. Rev. D **83**, 074022 (2011) doi:10.1103/PhysRevD.83.074022 [arXiv:1011.0486 [hep-ph]].
7. D. F. Rentería-Estrada, R. J. Hernández-Pinto and G. F. R. Sborlini, Symmetry **13**, no.6, 942 (2021) doi:10.3390/sym13060942 [arXiv:2104.14663 [hep-ph]].
8. D. F. Rentería-Estrada, R. J. Hernández-Pinto, G. F. R. Sborlini and P. Zurita, [arXiv:2112.05043 [hep-ph]].
9. A. Abada *et al.* [FCC], Eur. Phys. J. C **79**, no.6, 474 (2019) doi:10.1140/epjc/s10052-019-6904-3
10. A. Abada *et al.* [FCC], Eur. Phys. J. ST **228**, no.2, 261-623 (2019) doi:10.1140/epjst/e2019-900045-4
11. A. Abada *et al.* [FCC], Eur. Phys. J. ST **228**, no.4, 755-1107 (2019) doi:10.1140/epjst/e2019-900087-0
12. A. Abada *et al.* [FCC], Eur. Phys. J. ST **228**, no.5, 1109-1382 (2019) doi:10.1140/epjst/e2019-900088-6
13. A. D. Sakharov, Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **5**, 32-35 (1967) doi:10.1070/PU1991v034n05ABEH002497
14. S. Vagnozzi, E. Giusarma, O. Mena, K. Freese, M. Gerbino, S. Ho and M. Lattanzi, Phys. Rev. D **96**, no.12, 123503 (2017) doi:10.1103/PhysRevD.96.123503 [arXiv:1701.08172 [astro-ph.CO]].

15. S. Vagnozzi, S. Dhawan, M. Gerbino, K. Freese, A. Goobar and O. Mena, *Phys. Rev. D* **98**, no.8, 083501 (2018) doi:10.1103/PhysRevD.98.083501 [arXiv:1801.08553 [astro-ph.CO]].
16. F. Zwicky, *Helv. Phys. Acta* **6**, 110-127 (1933) doi:10.1007/s10714-008-0707-4
17. V. C. Rubin and W. K. Ford, Jr., *Astrophys. J.* **159**, 379-403 (1970) doi:10.1086/150317
18. V. C. Rubin, N. Thonnard and W. K. Ford, Jr., *Astrophys. J.* **238**, 471 (1980) doi:10.1086/158003
19. E. Corbelli and P. Salucci, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **311**, 441-447 (2000) doi:10.1046/j.1365-8711.2000.03075.x [arXiv:astro-ph/9909252 [astro-ph]].
20. D. Clowe, M. Bradac, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones and D. Zaritsky, *Astrophys. J. Lett.* **648**, L109-L113 (2006) doi:10.1086/508162 [arXiv:astro-ph/0608407 [astro-ph]].
21. S. W. Allen, A. E. Evrard and A. B. Mantz, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **49**, 409-470 (2011) doi:10.1146/annurev-astro-081710-102514 [arXiv:1103.4829 [astro-ph.CO]].
22. P. A. R. Ade *et al.* [Planck], *Astron. Astrophys.* **594**, A13 (2016) doi:10.1051/0004-6361/201525830 [arXiv:1502.01589 [astro-ph.CO]].
23. A. G. Riess *et al.* [Supernova Search Team], *Astron. J.* **116**, 1009-1038 (1998) doi:10.1086/300499 [arXiv:astro-ph/9805201 [astro-ph]].
24. S. Perlmutter *et al.* [Supernova Cosmology Project], *Astrophys. J.* **517**, 565-586 (1999) doi:10.1086/307221 [arXiv:astro-ph/9812133 [astro-ph]].
25. H. Georgi, *Hadronic J.* **1**, 155 (1978) HUTP-78/A010.
26. P.A. Zyla *et al.* [Particle Data Group], *PTEP* **2020**, no.8, 083C01 (2020) doi:10.1093/ptep/ptaa104
27. J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H. S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli and M. Zaro, *JHEP* **07**, 079 (2014) doi:10.1007/JHEP07(2014)079 [arXiv:1405.0301 [hep-ph]].
28. R. D. Ball *et al.* [NNPDF], *JHEP* **04**, 040 (2015) doi:10.1007/JHEP04(2015)040 [arXiv:1410.8849 [hep-ph]].

Bibliografia

- [1] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], “*Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC,*” Phys. Lett. B **716** (2012) 30 doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021 [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
- [2] G. Aad *et al.* [ATLAS], “*Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,*” Phys. Lett. B **716** (2012), 1-29 doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [3] L. D. Landau, A. A. Abrikosov and I. M. Khalatnikov Dokl. Akad. Nauk SSSR **95** (1954) 497
- [4] L. D. Landau and I. Y. Pomeranchuk, “On point interactions in quantum electrodynamics,” Dokl. Akad. Nauk SSSR **102** (1955) no.3, 489-492 doi:10.1016/B978-0-08-010586-4.50091-2
- [5] B. Fields and S. Sarkar, “*Big Bang Nucleosynthesis,*” [arXiv:astro-ph/0406663 [astro-ph]].
- [6] P. A. R. Ade *et al.* [Planck], “*Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results,*” Astron. Astrophys. **571**, A1 (2014) doi:10.1051/0004-6361/201321529 [arXiv:1303.5062 [astro-ph.CO]].
- [7] Polchinski, Joseph. “*String Theory: Volume I*”. Cambridge University Press, p. 4.
- [8] R. P. Feynman, “*QED: The Strange Theory of Light and Matter*”.

- [9] R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno and I. Sarcevic, “*Neutrino interactions at ultrahigh-energies,*” *Phys. Rev. D* **58** (1998), 093009 doi:10.1103/PhysRevD.58.093009 [arXiv:hep-ph/9807264 [hep-ph]].
- [10] E. Fermi, “*An attempt of a theory of beta radiation. 1.,*” *Z. Phys.* **88** (1934), 161-177 doi:10.1007/BF01351864
- [11] R. Takeishi, “*Study of muons from ultrahigh energy cosmic ray air showers measured with the Telescope Array experiment,*” *EPJ Web Conf.* **210** (2019), 02012 doi:10.1051/epjconf/201921002012
- [12] J. S. Schwinger, “*Renormalization Theory of Quantum Electrodynamics: An Individual View*”.
- [13] M. Ackermann *et al.* [Fermi-LAT], “*Detection of the Characteristic Pion-Decay Signature in Supernova Remnants,*” *Science* **339** (2013), 807 doi:10.1126/science.1231160 [arXiv:1302.3307 [astro-ph.HE]].
- [14] Y. Qiang, Y. I. Azimov, I. I. Strakovsky, W. J. Briscoe, H. Gao, D. W. Higinbotham and V. V. Nelyubin, “*Properties of the $\Lambda(1520)$ Resonance from High-Precision Electroproduction Data,*” *Phys. Lett. B* **694** (2011), 123-128 doi:10.1016/j.physletb.2010.09.052 [arXiv:1003.5612 [hep-ph]].
- [15] M. Gell-Mann, “*A Schematic Model of Baryons and Mesons,*” doi:10.1142/9789814618113_0001
- [16] S. Mertens, “*Direct Neutrino Mass Experiments,*” *J. Phys. Conf. Ser.* **718** (2016) no.2, 022013 doi:10.1088/1742-6596/718/2/022013 [arXiv:1605.01579 [nucl-ex]].
- [17] M. Drewes, “*The Phenomenology of Right Handed Neutrinos,*” *Int. J. Mod. Phys. E* **22** (2013), 1330019 doi:10.1142/S0218301313300191 [arXiv:1303.6912 [hep-ph]].

- [18] S. L. Glashow and M. Gell-Mann, “*GAUGE THEORIES OF VECTOR PARTICLES,*” *Annals Phys.* **15** (1961), 437-460 doi:10.1016/0003-4916(61)90193-2
- [19] S. L. Glashow, “*Direct Xi Decay and Muonium-Antimuonium Transitions,*” *Phys. Rev. Lett.* **6** (1961), 196-197 doi:10.1103/PhysRevLett.6.196
- [20] A. Salam and J. C. Ward, “*Gauge theory of elementary interactions,*” *Phys. Rev.* **136** (1964), B763-B768 doi:10.1103/PhysRev.136.B763
- [21] P. W. Higgs, “*Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons,*” *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964), 508-509 doi:10.1103/PhysRevLett.13.508
- [22] G. Danby, J. M. Gaillard, K. A. Goulianos, L. M. Lederman, N. B. Mistry, M. Schwartz and J. Steinberger, “*Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos,*” *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962), 36-44 doi:10.1103/PhysRevLett.9.36
- [23] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, “*Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson,*” *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964), 138-140 doi:10.1103/PhysRevLett.13.138
- [24] M. Gell-Mann, “*Quarks, color, and QCD*”.
- [25] R. P. Feynman, “*The behavior of hadron collisions at extreme energies,*” *Conf. Proc. C* **690905** (1969), 237-258
- [26] W. Pauli, “*Über den Zusammenhang des Abschlusses der Elektronengruppen im Atom mit der Komplexstruktur der Spektren,*” *Z. Phys.* **31** (1925) no. 1, 765-783 doi:/10.1007/BF02980631
- [27] M. Peskin and D. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory* (Westview Press, 1995) ISBN 0-201-50397-2
- [28] R. D. Field, *Applications of perturbative QCD* (Addison-Wesley, 1989) ISBN 0-201-14295-3

- [29] S. Bethke, “*World Summary of α_s (2012)*,” Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **234** (2013), 229-234 doi:10.1016/j.nuclphysbps.2012.12.020 [arXiv:1210.0325 [hep-ex]].
- [30] C. Patrignani *et al.* [Particle Data Group], “Review of Particle Physics,” Chin. Phys. C **40** (2016) no.10, 100001 doi:10.1088/1674-1137/40/10/100001
- [31] R. Fernow, *Introduction to Experimental Particle Physics*, Cambridge University Press (1990).
- [32] J. C. Collins, D. E. Soper and G. F. Sterman, “Factorization of Hard Processes in QCD,” Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **5** (1989), 1-91 doi:10.1142/9789814503266_0001 [arXiv:hep-ph/0409313 [hep-ph]].
- [33] R. D. Ball *et al.* [NNPDF], “*Parton distributions for the LHC Run II*,” JHEP **04** (2015), 040 doi:10.1007/JHEP04(2015)040 [arXiv:1410.8849 [hep-ph]].
- [34] W. J. Torres Bobadilla, G. F. R. Sborlini, P. Banerjee, S. Catani, A. L. Cherchiglia, L. Cieri, P. K. Dhani, F. Driencourt-Mangin, T. Engel and G. Ferrera, *et al.* “*May the four be with you: Novel IR-subtraction methods to tackle NNLO calculations*,” Eur. Phys. J. C **81** (2021) no.3, 250 doi:10.1140/epjc/s10052-021-08996-y [arXiv:2012.02567 [hep-ph]].
- [35] S. Vagnozzi, E. Giusarma, O. Mena, K. Freese, M. Gerbino, S. Ho and M. Lattanzi, “*Unveiling ν secrets with cosmological data: neutrino masses and mass hierarchy*,” Phys. Rev. D **96**, no.12, 123503 (2017) doi:10.1103/PhysRevD.96.123503 [arXiv:1701.08172 [astro-ph.CO]].
- [36] S. Vagnozzi, S. Dhawan, M. Gerbino, K. Freese, A. Goobar and O. Mena, “*Constraints on the sum of the neutrino masses in dynamical dark energy models with $w(z) \geq -1$ are tighter than those obtained in Λ CDM*,” Phys. Rev. D **98**, no.8, 083501 (2018) doi:10.1103/PhysRevD.98.083501 [arXiv:1801.08553 [astro-ph.CO]].

- [37] A. D. Sakharov, “*Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe,*” *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **5** (1967), 32-35 doi:10.1070/PU1991v034n05ABEH002497
- [38] F. Zwicky, “*Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln,*” *Helv. Phys. Acta* **6**, 110-127 (1933) doi:10.1007/s10714-008-0707-4
- [39] V. C. Rubin and W. K. Ford, Jr., “*Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions,*” *Astrophys. J.* **159**, 379-403 (1970) doi:10.1086/150317
- [40] V. C. Rubin, N. Thonnard and W. K. Ford, Jr., “*Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 /R = 4kpc/ to UGC 2885 /R = 122 kpc/,*” *Astrophys. J.* **238**, 471 (1980) doi:10.1086/158003
- [41] E. Corbelli and P. Salucci, “*The Extended Rotation Curve and the Dark Matter Halo of M33,*” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **311**, 441-447 (2000) doi:10.1046/j.1365-8711.2000.03075.x [arXiv:astro-ph/9909252 [astro-ph]].
- [42] D. Clowe, M. Bradac, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones and D. Zaritsky, “*A direct empirical proof of the existence of dark matter,*” *Astrophys. J. Lett.* **648**, L109-L113 (2006) doi:10.1086/508162 [arXiv:astro-ph/0608407 [astro-ph]].
- [43] S. W. Allen, A. E. Evrard and A. B. Mantz, “*Cosmological Parameters from Observations of Galaxy Clusters,*” *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **49**, 409-470 (2011) doi:10.1146/annurev-astro-081710-102514 [arXiv:1103.4829 [astro-ph.CO]].
- [44] P. A. R. Ade *et al.* [Planck], “*Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters,*” *Astron. Astrophys.* **594**, A13 (2016) doi:10.1051/0004-6361/201525830 [arXiv:1502.01589 [astro-ph.CO]].
- [45] A. G. Riess *et al.* [Supernova Search Team], “*Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant,*” *Astron. J.* **116**, 1009-1038 (1998) doi:10.1086/300499 [arXiv:astro-ph/9805201 [astro-ph]].

- [46] S. Perlmutter *et al.* [Supernova Cosmology Project], “*Measurements of Ω and Λ from 42 high redshift supernovae,*” *Astrophys. J.* **517**, 565-586 (1999) doi:10.1086/307221 [arXiv:astro-ph/9812133 [astro-ph]].
- [47] H. Georgi, “*A Model of Soft CP Violation,*” *Hadronic J.* **1**, 155 (1978) HUTP-78/A010.
- [48] P.A. Zyla *et al.* [Particle Data Group], “*Review of Particle Physics,*” *PTEP* **2020**, no.8, 083C01 (2020) doi:10.1093/ptep/ptaa104
- [49] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H. S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli and M. Zaro, “*The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations,*” *JHEP* **07**, 079 (2014) doi:10.1007/JHEP07(2014)079 [arXiv:1405.0301 [hep-ph]].
- [50] A. Abada *et al.* [FCC], “*FCC Physics Opportunities: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 1,*” *Eur. Phys. J. C* **79** (2019) no.6, 474 doi:10.1140/epjc/s10052-019-6904-3
- [51] A. Abada *et al.* [FCC], “*FCC-ee: The Lepton Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 2,*” *Eur. Phys. J. ST* **228** (2019) no.2, 261-623 doi:10.1140/epjst/e2019-900045-4
- [52] A. Abada *et al.* [FCC], “*FCC-hh: The Hadron Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 3,*” *Eur. Phys. J. ST* **228** (2019) no.4, 755-1107 doi:10.1140/epjst/e2019-900087-0
- [53] A. Abada *et al.* [FCC], “*HE-LHC: The High-Energy Large Hadron Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 4,*” *Eur. Phys. J. ST* **228** (2019) no.5, 1109-1382 doi:10.1140/epjst/e2019-900088-6