

UNIVERSIDAD DE SONORA  
DIVISIÓN DE CIENCIAS EXACTAS Y  
NATURALES

ESTUDIO ACERCA DE LA DETECCIÓN DE  
ACOPLAMIENTOS ANÓMALOS EN LA  
PRODUCCIÓN DEL BOSÓN DE HIGGS Y EL TOP  
QUARK EN EL LHC

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE:

LICENCIADO EN FÍSICA

Presenta:

ANTONIO PAREDES SOTELO

DIRECTOR DE TESIS:

DR. JAVIER ALBERTO MURILLO QUIJADA

HERMOSILLO, SONORA

Diciembre 10, 2020

# Universidad de Sonora

Repositorio Institucional UNISON



**"El saber de mis hijos  
hará mi grandeza"**



Excepto si se señala otra cosa, la licencia del ítem se describe como openAccess

# Resumen

Esta tesis resume algunas de las técnicas de análisis experimental que se utilizan en la búsqueda de un proceso con muy bajo nivel de incidencia según lo predice el Modelo Estándar (SM) de Física de partículas categorizado entonces como raro (o rare process en inglés). En este caso se implementan dichas técnicas en el estudio de la producción del Higgs en asociación con un top quark (tH). Este trabajo se realizó utilizando información generada por simulaciones computacionales de colisiones protón-protón que corresponden a la cantidad de energía e información de la corrida número 2 (Run 2) del Gran Colisionador de Hadrones (LHC) ocurrida en el intervalo 2015-2018. Este trabajo explota las características del proceso tH en su modalidad tHq. Además, emplea un método multivariado para maximizar la sensibilidad de la señal que se busca sondear. El análisis se enfoca en determinar la sensibilidad a este proceso raro en el contexto del SM y explora posibilidades en la determinación del signo del acoplamiento de Yukawa.

# Índice general

Resumen	ii
Lista de Tablas	v
Lista de Figuras	vii
Acrónimos	viii
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Modelo estándar de la física de partículas</b>	<b>3</b>
2.1. Interacciones fundamentales . . . . .	4
2.2. Bosones de norma . . . . .	5
2.3. Fermiones . . . . .	6
2.4. Mecanismo de Higgs . . . . .	7
<b>3. Aceleradores y detectores de partículas</b>	<b>10</b>
3.1. El gran colisionador de hadrones (LHC) . . . . .	10
3.1.1. Detectores de partículas del LHC . . . . .	14
3.2. Solenoide compacto de muones (CMS) . . . . .	16
3.2.1. Sistema de coordenadas de CMS . . . . .	18
3.3. Plan del gran colisionador de hadrones de alta luminosidad (HL LHC)	19
<b>4. Física del Higgs</b>	<b>20</b>
4.1. Modos de producción del bosón de Higgs . . . . .	20
4.2. Decaimientos del bosón de Higgs . . . . .	22
4.3. Panorama actual en la investigación del Higgs . . . . .	23
<b>5. Simulación</b>	<b>26</b>
5.1. Herramientas computacionales . . . . .	27
5.2. Simulación de eventos . . . . .	27
5.3. Generadores de eventos . . . . .	31
5.4. Simulación de respuesta de detector . . . . .	32

<b>6. Producción de Higgs en asociación con un top quark</b>	<b>33</b>
6.1. Producción del Higgs en la modalidad tHq . . . . .	33
6.2. Acoplamientos anómalos . . . . .	35
6.3. Procesos de ruido de fondo . . . . .	37
6.3.1. Muestras de señal . . . . .	39
6.3.2. Muestras de fondo . . . . .	39
<b>7. Técnicas de análisis</b>	<b>40</b>
7.1. Selección de eventos . . . . .	40
7.2. Supresión de ruido $t\bar{t}H$ por medio de redes neuronales. . . . .	42
7.3. Método de máxima verosimilitud . . . . .	47
7.4. Prueba de discriminador de likelihood con moldes de señal . . . . .	48
<b>8. Resultados</b>	<b>50</b>
8.1. Sensibilidad al proceso tHq . . . . .	50
8.2. Límites sobre acoplamientos anómalos . . . . .	53
<b>9. Conclusiones</b>	<b>58</b>
<b>Referencias</b>	<b>59</b>

# Lista de Tablas

2.1. Interacciones fundamentales . . . . .	5
2.2. Fermiones del SM . . . . .	6
7.1. Filtrado de eventos de señal ante la selección. . . . .	42
7.2. Variables de entrada para el BDT. . . . .	44
8.1. Resumen de los límites esperados para la variable $\mu$ . . . . .	52
8.2. Resumen de los límites esperados para el parametro $c_t$ . . . . .	56

# Lista de Figuras

2.1. Representación gráfica del potencial de Higgs . . . . .	8
3.1. Complejo de aceleradores en el CERN . . . . .	11
3.2. Punto de interacción del LHC . . . . .	12
3.3. Luminosidad integrada proporcionada por el LHC y acumulada por CMS. . . . .	13
3.4. Múltiples colisiones de pp en un cruce de partículas en CMS . . . . .	14
3.5. Detectores de partículas del LHC . . . . .	15
3.6. Esquema del detector CMS . . . . .	16
3.7. Esquema de la configuración geométrica de CMS . . . . .	18
3.8. LHC/ HL-LHC Plan . . . . .	19
4.1. Secciones transversales de la producción del bosón de Higgs y relaciones de ramificación de descomposición . . . . .	21
4.2. Diagramas de Feynman de los mecanismos de producción del bosón de Higgs . . . . .	21
4.3. Decaimientos del bosón de Higgs . . . . .	23
4.4. Distribuciones de masa del bosón de Higgs por el experimento CMS(2012)	24
4.5. Mediciones de la sección transversal para diferentes procesos. . . . .	25
5.1. Proceso de generación de eventos . . . . .	28
5.2. Representación de los constituyentes un protón. . . . .	29
5.3. PDFs del protón. . . . .	30
6.1. Diagramas de Feynman del proceso tHq a LO . . . . .	34
6.2. Distribuciones características del proceso tHq . . . . .	35
6.3. Secciones transversales de producción para los procesos tHq,ttH y tHW en función de $c_t$ . . . . .	37
6.4. Diagramas de Feynman de los procesos de ruido no resonantes . . . . .	38
7.1. Ejemplo de red neuronal. . . . .	43
7.2. Variables de entrada BDT . . . . .	45
7.3. Distribución de respuesta del BDT . . . . .	46
7.4. Histograma de masa reconstruida del sistema di-fotón . . . . .	48
7.5. Ajuste de ML de la sensibilidad de la señal . . . . .	49

8.1. Distribución de masa del proceso tHq . . . . .	50
8.2. Scan de la sensibilidad de la señal del proceso tHq . . . . .	51
8.3. Mejora de los límites superiores y evolución de los scan de ML . . . . .	53
8.4. Distribución de masa del proceso tHq. . . . .	54
8.5. Scan de ML para la variable $m_{\gamma\gamma}$ y $c_t \neq 1$ . . . . .	55
8.6. Evolución del scan de ML para la variable $c_t$ . . . . .	56
8.7. Progreso de los límites superiores a $1\sigma$ y $2\sigma$ con respecto a la luminosidad	57

# Acrónimos

**ATLAS** A Toroidal LHC ApparatuS (Aparato Toroidal del LHC).

**BSM** Physics beyond the Standard Model (Física más allá del SM).

**CERN** European Organization for Nuclear Research (Organización Europea para la Investigación Nuclear).

**CMS** Compact Muon Solenoid (Solenoides Compacto de Muones).

**ECAL** Electromagnetic calorimeter (Calorímetro electromagnético).

**EW** Electroweak (Electrodébil).

**HCAL** Hadron Calorimeter (Calorímetro hadrónico).

**QCD** Quantum Chromodynamics (Cromodinámica Cuántica).

**QED** Quantum Electrodynamics (Electrodinámica Cuántica).

**QFT** Quantum Field Theory (Teoría cuántica de campos).

**QGP** Quark-Gluon Plasma.

**SM** Standard Model (Modelo estándar).

# Capítulo 1

## Introducción

La teoría más completa que caracteriza el universo subatómico hasta la fecha es el Modelo Estándar de física de partículas (SM, por sus siglas en inglés). Desarrollado en la década de 1960, describe la operación de tres fuerzas fundamentales: la fuerte, la débil y la fuerza electromagnética. A la fecha el SM describe con éxito las partículas elementales fermiones, que son los componentes básicos de la materia, y los bosones de norma, que son los mediadores de las interacciones.

Se conoce que este modelo tiene limitaciones por ejemplo no explica de manera completa el exceso de materia sobre antimateria que se observa en el espacio exterior, la existencia de materia oscura y la medición de la masa de neutrinos no nula. Adicionalmente, el SM se conforma de 26 parámetros libres los cuales no son predichos por el mismo, los valores de estos parámetros son obtenidos de manera experimental.

El descubrimiento de un bosón de Higgs [1], [2] por los experimentos ATLAS y CMS abrió un nuevo campo para la exploración en física de partículas. Desde el hallazgo del bosón de Higgs, uno de los objetivos de los físicos de todo el mundo es medir sus propiedades con la mayor precisión posible para determinar posibles desviaciones de las predicciones del SM, que finalmente determinaría una pista sobre la existencia de nueva Física más allá del SM (BSM). Una posibilidad intrigante, donde podrían surgir tales desviaciones, es el acoplamiento del bosón de Higgs con el top quark. Se puede acceder directamente a este acoplamiento de las dos partículas elementales mediante el estudio de la producción del bosón de Higgs en asociación con un top quark (conocido como modo tH).

Para realizar comparaciones cuantitativas entre predicciones teóricas y datos observados, es necesario el uso de simulaciones computacionales de los fenómenos físicos. Al simular eventos de colisiones de partículas, los modelos teóricos pueden ser probados contra lo que se observa en la naturaleza. Las herramientas computacionales que el autor utilizó para la generación y manejo de estas simulaciones fue el uso del servicio de cómputo de alto rendimiento de la Universidad de Sonora, Acarus, el cual permite realizar investigación de frontera caracterizado por su gran capacidad de procesamiento, además se empleó el uso del lenguaje de programación C++, la librería Root para el análisis de datos y simulaciones de colisiones de protones tales y como son utilizados en los experimentos de física de altas energías actuales.

A través de la presente tesis se muestra el desarrollo de un estudio a base de simulación acerca de la producción del Higgs en el modo tH. En los capítulos del 2-4 se presenta una introducción al SM, las interacciones y partículas descritas por él, se proporciona una breve descripción de la configuración experimental del detector CMS y se describe la física relacionada al bosón de Higgs.

En los capítulos 5-7 se presenta una descripción de las herramientas computacionales que fueron utilizadas en esta tesis. Se presenta la búsqueda de la producción tH, las características de la señal del proceso tH, procesos que funcionan como ruido y finalmente las muestras simuladas de los procesos de interés. La utilización del método estadístico de máxima verosimilitud (maximum likelihood en inglés) junto con el uso de redes neuronales y de BDT para la discriminación de la señal y los ruidos de fondo se describen en el capítulo 7.

# Capítulo 2

## Modelo estándar de la física de partículas

En este capítulo se presenta una introducción al SM la teoría que engloba el entendimiento de las componentes e interacciones a nivel fundamental, seguido por una descripción de las partículas que conforman este modelo y el mecanismo por el cual estas partículas obtienen la propiedad de masa. La descripción contenida en este capítulo se basa en las referencias [3], [4].

El SM describe con éxito los componentes básicos de la materia, representados por fermiones, y sus interacciones mediadas por bosones. Cualquier teoría cuántica de campos (QFT) puede formularse en términos de la mecánica lagrangiana, la cual describe la física en términos de una densidad lagrangiana que constituye la dinámica de los sistemas físicos. Las teorías de campo de las cuales los lagrangianos son invariantes bajo cierto grupo de transformaciones se conocen como teorías de norma. El SM es un ejemplo de dicha teoría de norma. La QFT describe la naturaleza con el uso de campos de partículas y fuerzas.

## 2.1. Interacciones fundamentales

- La interacción electromagnética es descrita por la Quantum Electrodynamics (Electrodinámica Cuántica) (QED). Esta interacción afecta a las partículas cargadas eléctricamente como a los protones. Los mediadores de la interacción electromagnética son los fotones eléctricamente neutros.
- La interacción fuerte es descrita por la Quantum Chromodynamics (Cromodinámica Cuántica) (QCD). Las partículas como los protones y neutrones se les llama hadrones, tienen una estructura interna y están compuestos de dos o más quarks. Los quarks tienen carga eléctrica por lo que interactúan con la fuerza electromagnética, pero también experimentan la fuerza fuerte a través del intercambio de gluones.
- La interacción débil es descrita por la teoría débil. Esta interacción es responsable de la desintegración  $\beta$  y la desintegración leptónica de los mesones. Las partículas que experimentan esta interacción son los quarks y leptones, los mediadores de la interacción débil son el bosón  $Z^0$ , eléctricamente neutro y los bosones  $W^\pm$ .

La QCD está descrita por el grupo de simetría  $SU(3)$ , que representa la estructura de simetría que gobierna las interacciones fuertes mediadas por gluones sin masa de 8 cargas de color diferentes.

La unificación de la interacción electromagnética y débil fue propuesta en la década de 1960 por Glashow, Salam y Weinberg, se conoce como la interacción electrodébil (EW), ésta se describe mediante un grupo de simetría  $SU(2) \otimes U(1)$ . Los mediadores de la fuerza débil son el bosón  $Z^0$  de carga neutra y dos bosones  $W^\pm$  con carga  $+1e$  y  $-1e$  respectivamente. Dentro del marco matemático del SM, todas las partículas tienen que estar sin masa, ya que la introducción de un término de masa en los lagrangianos violaría la simetría de norma local. Sin embargo, la evidencia experimental ha demostrado que los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$ , así como los fermiones, poseen masa. El mecanismo de la ruptura espontánea de la simetría proporciona una solución de por qué los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$  adquieran la propiedad de masa. Estos bosones son masivos  $m > 80$  GeV en comparación a los fotones y gluones que poseen masa cero.

El SM unifica las fuerzas electromagnéticas, débiles y fuertes, está definido por el grupo de norma local  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  y su lagrangiano asociado el cual puede escribirse como:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{Norma} + \mathcal{L}_{Fermiones} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (2.1)$$

El primer término  $\mathcal{L}_{Norma}$  de la ecuación 2.1 describe a los bosones de norma y sus interacciones, seguido de  $\mathcal{L}_{Fermiones}$  el cual describe a los fermiones y sus interacciones con los campos de norma. El tercer término  $\mathcal{L}_{Higgs}$  introduce al bosón de Higgs y al mecanismo por el cual los bosones de norma adquieren su masa. Finalmente la ecuación concluye con  $\mathcal{L}_{Yukawa}$  que describe la interacción entre los fermiones con el bosón de Higgs.

## 2.2. Bosones de norma

En el SM los bosones de norma actúan como partículas mediadores de las fuerzas fundamentales electromagnética, fuerte y débil. Todos los bosones de norma tienen como propiedad el espín  $s = 1$  y obedecen la estadística de Bose-Einstein. Los diferentes bosones del SM y sus propiedades más relevantes se muestran en la tabla 2.1.

Tipo de interacción	Mediador	Masa[GeV]	Actúa sobre	Spin	Rango (m)
electromagnética	fotón ( $\gamma$ )	0	partículas cargadas eléctricamente	1	infinito
fuerte	gluón (g)	0	quarks y gluones	1	$10^{-15}$
débil	$W^\pm$ Z	80.4 91.2	fermiones	1	$10^{-18}$

Tabla 2.1: Fuerzas fundamentales y sus mediadores.

El fotón se acopla a las partículas cargadas eléctricamente. El fotón no posee masa y viaja en el vacío a la velocidad de la luz.

La interacción fuerte es mediada por los gluones que al igual que los fotones no poseen masa. Llevan una unidad de carga de color y una unidad de anticolor, por lo

tanto, los gluones se acoplan con otros gluones y también son afectados por la fuerza fuerte.

## 2.3. Fermiones

Las partículas con espín de  $\frac{1}{2}$  son clasificadas como fermiones ya que obedecen la estadística de Fermi-Dirac y se clasifican en dos familias, quarks y leptones. En la Tabla 2.2 se muestran los diferentes fermiones del SM y sus propiedades más importantes. Además de las familias los fermiones están agrupados en tres generaciones diferentes, la primera generación está formada por un quark up(u), un quark de tipo down(d) y dos leptones uno con carga eléctrica  $-1e$  y un neutrino con carga eléctrica neutra. Cada fermión en el SM tiene asociada una antipartícula la cual posee las mismas propiedades pero carga opuesta. La característica que diferencia cada generación de partículas es la masa.

Los quarks en la parte derecha de la Tabla 2.2, interactúan con la fuerza electromagnética, fuerte y débil. Los quarks: u, c y t se clasifican como de tipo arriba (up-type quarks en inglés) y tienen carga eléctrica fraccionaria  $+\frac{2}{3}e$ . Los quarks de tipo abajo como el d, s y b tienen carga eléctrica  $-\frac{1}{3}e$ .

	Leptones			Quarks		
	Partícula	Q	Masa/GeV	Partícula	Q	Masa/GeV
Primera generación	electrón (e)	-1	0.0005	down (d)	-1/3	0.003
	neutrino electrón ( $\nu_e$ )	0	$< 10^{-9}$	up (u)	+2/3	0.005
Segunda generación	muón ( $\mu$ )	-1	0.106	strange (s)	-1/3	0.1
	neutrino muón ( $\nu_\mu$ )	0	$< 10^{-9}$	charm (c)	+2/3	1.3
Tercera generación	tau ( $\tau$ )	-1	1.78	bottom (b)	-1/3	4.5
	neutrino tau ( $\nu_\tau$ )	0	$< 10^{-9}$	top (t)	+2/3	174

Tabla 2.2: Fermiones del SM agrupados en las diferentes generaciones junto con algunas de sus propiedades más relevantes como la carga y masa.

El modelo de quarks, introducido inicialmente por Murray Gell-Mann establece que los quarks experimentan la fuerza fuerte y por lo tanto no pueden existir como partículas libres, el efecto de la energía entre dos quarks incrementa con su distancia, de modo que los quarks cuando se encuentran a una distancia muy pequeña se comportan como partículas libres lo cual se conoce como libertad asintótica propuesta por Frank Wilczek, David Gross, and David Politzer en 1973 y premio nobel en 2004. Los quarks pueden decaer a otros quarks de diferente sabor pero a través de la interacción débil.

Cuando la distancia entre dos quarks es muy grande la energía incrementa hasta que sea suficientemente grande para producir un nuevo quark-antiquark. Este es el efecto de confinamiento de los quarks en el que solo pueden existir estados de color neutral llamados hadrones. La carga de color puede tener los valores Rojo, Verde y Azul ó como comunmente se les conoce en inglés Red ( $R$ ), Green ( $G$ ) y Blue ( $B$ ) para los quarks y sus correspondientes valores opuestos Red ( $\bar{R}$ ), Green ( $\bar{G}$ ) y Blue ( $\bar{B}$ ) para antiquarks. Los quarks en la naturaleza se encuentran en estados incoloros mediante la agrupacion de tres quarks cada uno con un valor de carga de color diferente (R,G,B), a esta agrupación se le conoce como bariones como el protón y neutrón, tambien existen estados compuestos de dos quarks con carga de color y su respectivo anticolor ( $R,\bar{R}$ ), ( $G,\bar{G}$ ) y ( $B,\bar{B}$ ) a este agregado se le conoce como mesones. Existe una gran variedad de mesones en la naturaleza, unos ejemplos de estos son los piones, los kaones y el J/Psi.

Los leptones como el electrón ( $e$ ), muón ( $\mu$ ) y el tau ( $\tau$ ) no poseen una carga de color pero tienen carga eléctrica de  $-1e$ , además los neutrinos( $e, \mu, \tau$ ) son eléctricamente neutros y solo interactúan con la fuerza débil, en el caso del electrón, muón y tau interactúan con la fuerza electromagnética y débil.

## 2.4. Mecanismo de Higgs

El SM en su forma inicial era una teoría de partículas sin masa. El mecanismo de la ruptura espontánea de la simetría fue propuesta por Englert, Brout, Higgs, Guralnik, Hagen y Kibble [5]-[7].

Este mecanismo introduce un campo escalar  $\phi$ , con el potencial:

$$V(\phi) = -\mu^2\phi^2 + \frac{\lambda}{2}\phi^4 \quad (2.2)$$

con los parámetros  $\mu$  y  $\lambda$ , donde  $\mu$  tiene unidades de masa y  $\lambda$  es adimensional y se le conoce como el auto acoplamiento del Higgs, estos dos parámetros definen la forma del potencial y son parámetros libres en el SM. El estado de vacío es el estado de energía más bajo del campo y corresponde al mínimo del potencial, el estado fundamental del campo depende de la forma del potencial. Para que el potencial tenga un mínimo finito,  $\lambda$  debe ser positivo. Si  $\mu$  también se elige como positivo, el potencial resultante tiene la forma que se muestra en la figura 2.1 (izquierda), tiene un mínimo en  $\phi = 0$ . Si  $\mu < 0$  el potencial tiene la forma como se muestra en la figura 2.1 (derecha) y como consecuencia el estado de energía más bajo no ocurre en  $\phi = 0$  y se dice que el campo obtiene un valor esperado en el vacío distinto de cero.

$$\phi = \pm v = \pm \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (2.3)$$

La elección del estado de vacío rompe la simetría del lagrangiano, el cambio que se muestra en la Figura 2.1 (izquierda) a 2.1 (derecha) es el rompimiento espontáneo de la simetría, situación que se presentó en algún momento después del Big Bang.

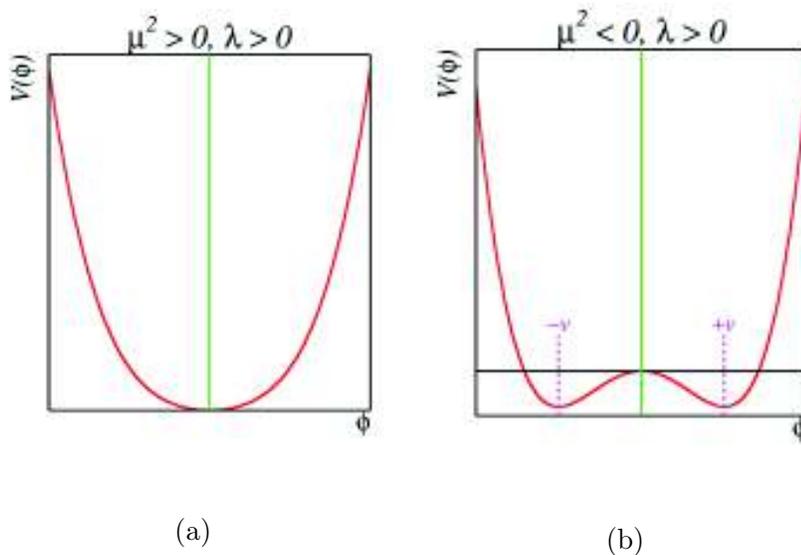


Figura 2.1: Representación gráfica del potencial de Higgs [8].

Ahora aparecen los términos de masa correspondientes a los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$ , junto con un grado adicional de libertad con unidades de masa: una excitación del campo escalar, el bosón de Higgs (H), con masa  $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$ . Las masas observadas experimentalmente de los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$  y H conducen a un valor de expectativa del vacío  $v \approx 246$  GeV.

Después de la introducción del campo de Higgs, la interacción de Yukawa entre los fermiones y el bosón de Higgs se pueden agregar al Lagrangiano del SM. El mecanismo de acoplamiento Yukawa predice que las masas de fermiones se crean por la interacción de los fermiones con el valor esperado del campo de Higgs en el vacío, y que la fuerza de acoplamiento del bosón de Higgs a los fermiones es proporcional a la masa de los fermiones:

$$y_f = \sqrt{2} \frac{m_f}{v} \tag{2.4}$$

Para el top quark se tiene  $y_t \approx 1$ .

# Capítulo 3

## Aceleradores y detectores de partículas

En este capítulo se presenta una breve introducción acerca de la operación del LHC, en la sección 3.1. La explicación sobre la estructura y funcionamiento del experimento CMS, que se encuentra incorporado al LHC, se incluye en la sección 3.2. La mayor parte del material se basa en el contenido de las referencias [9], [10].

### 3.1. El gran colisionador de hadrones (LHC)

El LHC está ubicado entre Francia y Suiza, cerca de Ginebra fue construido por la European Organization for Nuclear Research (Organización Europea para la Investigación Nuclear) (CERN), el complejo de aceleración se ilustra en la Figura 3.1. Está construido alrededor de un túnel bajo tierra previamente usado por el acelerador Large Electron-Positron Collider (LEP) que operó entre 1989 y 2000. De aproximadamente 27 km, el LHC se encuentra a 100 metros bajo tierra, es el colisionador más grande del mundo. En este experimento se colisionan diferentes sistemas de partículas como iones pesados como núcleos de plomo (Pb), xenón (Xe), oro (Au), oxígeno (O) o protones los cuáles se inyectan primeramente en diferentes aceleradores que se encuentran dentro del complejo del CERN para aumentar su energía para ser finalmente incorporados al LHC, el cual ha sido capaz a la fecha de dotar un protón con una energía de hasta 6.5 TeV.

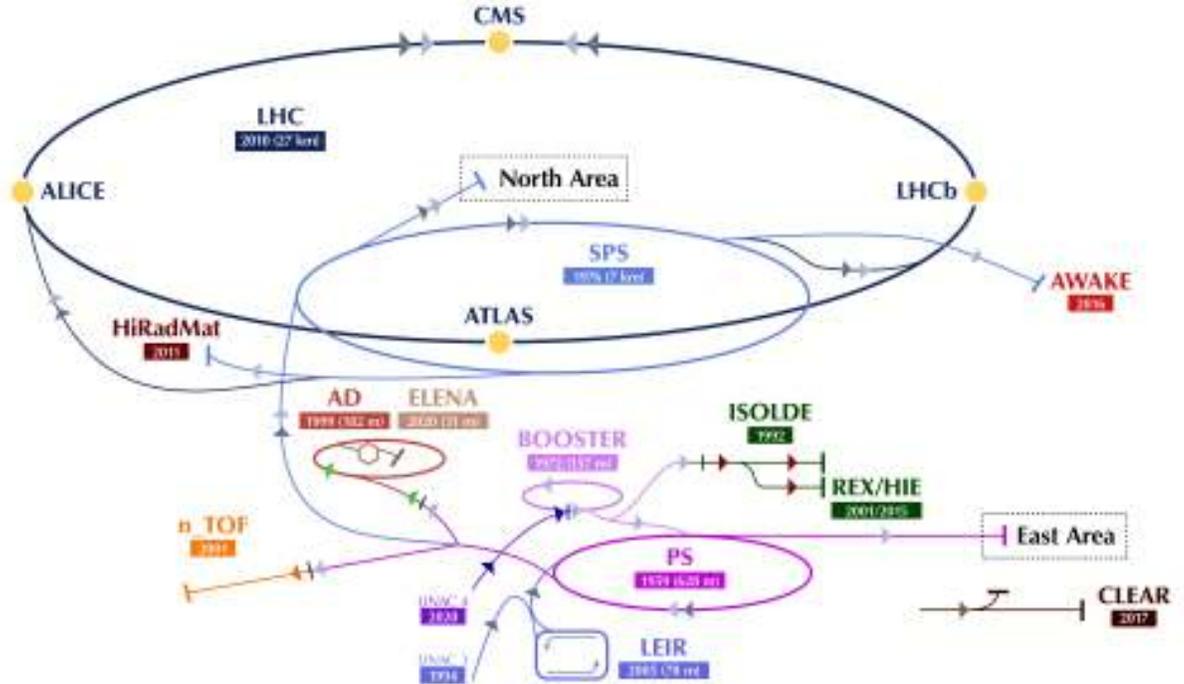


Figura 3.1: Complejo del CERN y sus experimentos principales [11].

En el LHC se trabaja mayormente con tres diferentes tipos de partículas para colisiones:

- Colisiones protón-protón (p-p).
- Colisiones plomo-plomo (Pb-Pb).
- Colisiones protón-plomo (p-Pb).

Para el caso de las colisiones protón-protón que serán de interés para el estudio que se aborda en esta tesis los protones son removidos de hidrógeno y acelerados inicialmente por el acelerador lineal Linac 2 (Linac 4 a partir de 2021) hasta alcanzar una energía de 50 MeV. Posteriormente el haz es inyectado en el sincrotrón de protones (PS) el cual acelera los protones hasta 26 GeV, seguido por el super sincrotrón de protones (SPS) donde aumentan su energía a 450 GeV. Por último los protones son inyectados en el LHC en paquetes (bunches en inglés) de protones incrementando aún más la energía de los haces de partículas hasta llegar al límite de energía que sea posible.

Dentro del LHC una serie de dipolos magnéticos superconductores mantienen a los protones en una trayectoria aproximadamente circular. Cada vez que los dos haces se encuentran en el punto de intersección, a través de un sistema de cuadripolos magnéticos, los haces de partículas son enfocados hasta obtener un diámetro de  $16 \mu\text{m}$  como se muestra en la Figura. 3.2, para incrementar la probabilidad de colisión.

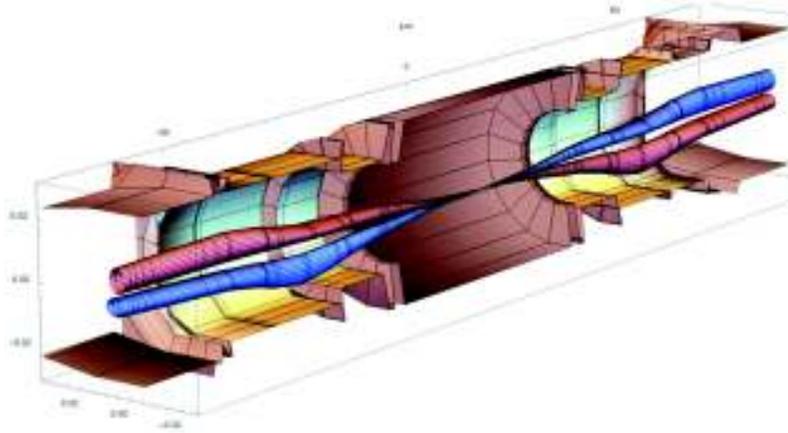


Figura 3.2: Diagrama que ilustra el efecto del sistema de cuadripolos magnéticos sobre el haz cerca de los puntos de interacción, donde enfocan el haz colisionante en el mayor grado posible [12].

El número de eventos de interés producidos en un acelerador de hadrones se puede expresar como:

$$N = \sigma \int dt \mathcal{L}(t) \quad (3.1)$$

donde  $\mathcal{L}(t)$  se le conoce como luminosidad instantánea con unidades de  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  y  $\sigma$  es la sección transversal para cualquier proceso dado, con unidades en barn.

El número de colisiones por segundo es proporcional a la sección transversal con la luminosidad como factor proporcional, por lo tanto, la luminosidad se puede calcular de la siguiente forma:

$$\mathcal{L}(t) = f \frac{n_b n_1 n_2}{A} \quad (3.2)$$

donde  $f$  es la frecuencia de revolución,  $n_b$  es el número de bunches por haz,  $n_1$  y  $n_2$  son los números de protones por bunch y  $A$  el área de colisión de los haces. Cada

haz tiene un aproximado de 2556 bunches, los cuáles están compuestos de  $15 \times 10^{11}$  protones.

La luminosidad instantánea es un aspecto muy importante en este tipo de experimentos ya que al tener una valor muy grande obtenemos una gran cantidad de colisiones. En en el LHC se tiene una luminosidad de diseño instantánea de  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , número que se alcanzo ha duplicar durante la corrida 2. La luminosidad integrada que el LHC puso a disposición para el experimento CMS para su almacenamiento durante su corrida número 2 que comprende el periodo 2015-2018, fue de  $150.25 \text{ fb}^{-1}$  como se muestra en la Figura 3.3, a una energía de centro de masa de  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ .

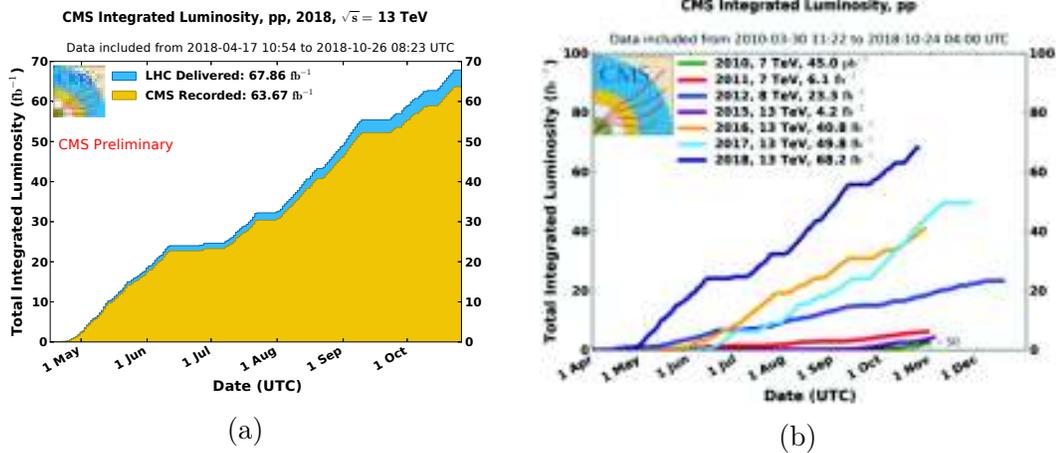


Figura 3.3: Luminosidad integrada proporcionada por el LHC en comparación con la acumulada por CMS durante el 2018 (a). La luminosidad es una medida de la cantidad de los datos recopilados, en la figura (b) se puede observar la evolución de la luminosidad integrada que el LHC ha proporcionado a CMS desde el 2010 al 2018 [13].

En el punto de intersección ocurren múltiples colisiones de protón en el mismo cruce de los bunches de partículas; este efecto es conocido como "pileup" y agrega complejidad a los análisis. Esto se ilustra a través de la Figura 3.4 que muestra 12 vértices primarios generados de múltiples colisiones de protones.

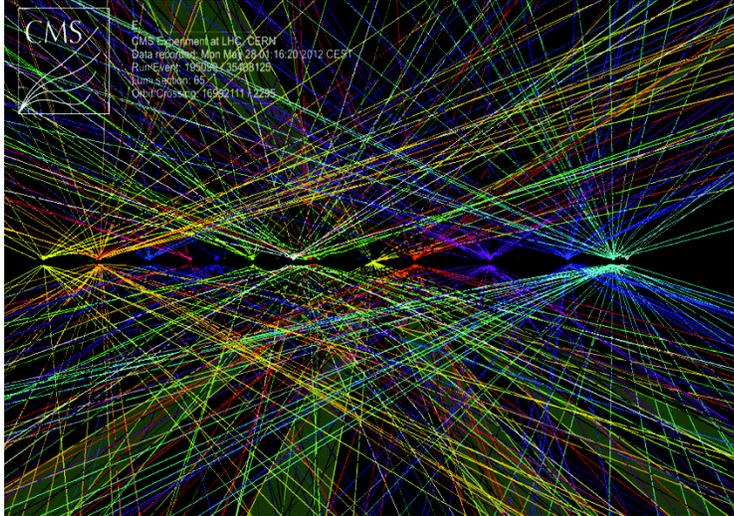


Figura 3.4: Múltiples colisiones de pp en CMS [14].

### 3.1.1. Detectores de partículas del LHC

El laboratorio CERN comprende una completa gama de experimentos y aceleradores utilizados para la investigación fundamental en física de partículas. Los experimentos de física de partículas están diseñados para detectar e identificar las partículas producidas en colisiones de alta energía. De las partículas que se pueden producir, solo el electrón, el protón, el fotón y los neutrinos efectivamente indetectables son estables.

Las partículas estables y de vida relativamente larga activan los distintos subsistemas de los experimentos de colisionadores de física de partículas. Las técnicas empleadas para detectar e identificar las diferentes partículas dependen de la naturaleza de sus interacciones con la materia.

En un acelerador de partículas, los haces colisionantes producen interacciones individuales denominadas eventos. Los detectores de partículas actuales utilizan una amplia variedad de tecnologías para detectar y medir las propiedades de las partículas producidas en estas colisiones de alta energía con el objetivo de reconstruir las partículas primarias producidas en la interacción.

- ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus): es un detector multi-propósito diseñado para estudiar diferentes aspectos de la física de altas energías, como el SM y física más allá del SM. Difiere de CMS en la forma en la que genera sus campos

magnéticos para desviar partículas, ya que éste posee un solenoide y un toroide externo. El detector tiene 46 metros de largo y 25 de diámetro con un peso alrededor de 7000 toneladas. Contiene un solenoide superconductor central y el cual aloja al tracker o detector de trazas. El diagrama de éste detector se muestra en la Figura 3.5 (a).

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment): es un detector que permite el estudio de las colisiones de iones pesados (plomo) y protones. Estas colisiones generan un estado de la materia conocido como Quark-Gluon Plasma (QGP), en el cual se presentan temperaturas muy altas más o menos 100,000 veces más que en el centro del sol. En este estado los quarks y gluones dejan de estar confinados. Un diagrama de este detector se muestra en la Figura 3.5 (c).
- LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment): El principal objetivo de este detector es estudiar la física del quark b. Está diseñado para estudiar los parámetros de violación CP en las interacciones de hadrones del tipo b. Además estudia el desbalance en las proporciones que existe entre materia y antimateria en el Universo. Un diagrama de este detector se muestra en la Figura 3.5 (d).

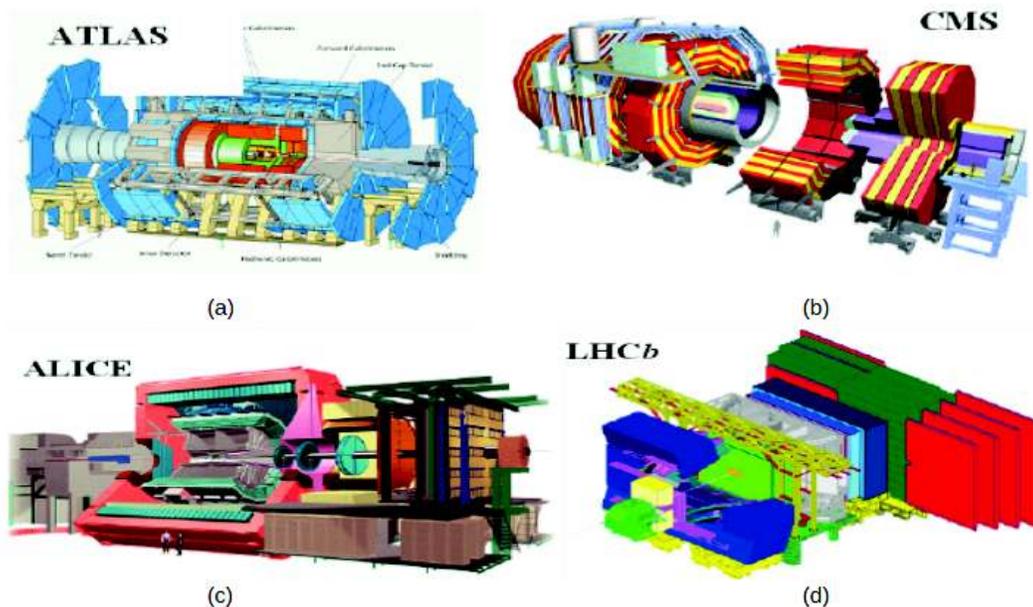


Figura 3.5: Ilustración de los cuatro detectores principales en el LHC [15].

## 3.2. Solenoide compacto de muones (CMS)

CMS es un detector multi-propósito diseñado para estudiar el SM y detección de física nueva más allá de los límites de este modelo. El detector está compuesto por diferentes sistemas de detección distribuidos con forma cilíndrica. CMS pesa 12500 toneladas, 21 metros de largo y 15 metros de diámetro. Esta sección presenta una descripción breve de la estructura del detector. La Figura 3.6 muestra el diseño del detector CMS.

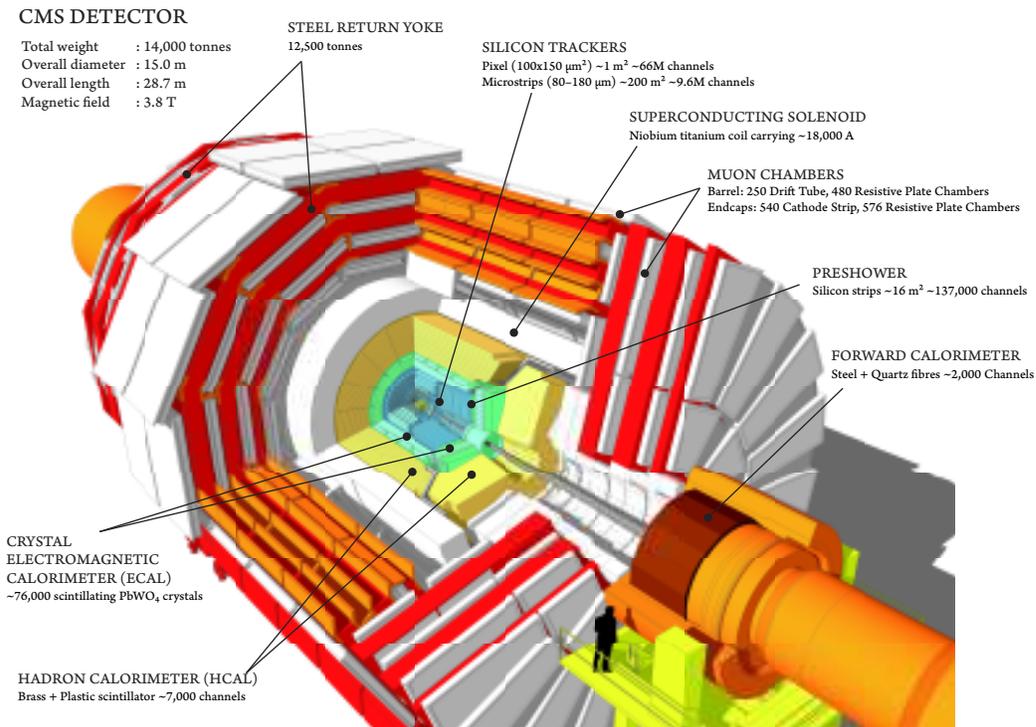


Figura 3.6: Detector CMS en el CERN y sus componentes principales [16].

La característica central del experimento CMS es un solenoide superconductor de 6m de diámetro el cual proporciona un campo magnético de 3.83 T, dentro del solenoide hay cuatro sub-detectores primarios:

- Tracker o detector de trazas
- Calorímetro electromagnético (ECAL)
- Calorímetro hadrónico (HCAL)

En la Figura 3.6, la región central del detector se conoce comúnmente como la sección del barril (barrel) mientras las tapas (end caps) finales se denominan secciones delanteras del detector; así, cada sub-detector se compone de una sección de barril y una sección delantera.

El tracker de silicón es capaz de registrar la trayectoria de las partículas cargadas, mientras que los calorímetros (electromagnético y hadrónico) miden la energía depositada en los materiales. Los detectores de seguimiento (tracker) proporcionan una cobertura para las partículas cargadas eléctricamente, en la región  $|\eta| < 2.5$ .

Los calorímetros ECAL and HCAL otorgan una cobertura hasta  $|\eta| < 3.0$ . El calorímetro electromagnético está dividido en dos regiones: la región del barril la cual cubre el rango de  $|\eta| < 1.48$  y la región del endcap con una cobertura de  $1.48 < |\eta| < 3.0$ . Un calorímetro delantero de fibra de cuarzo conocido como Hadronic Forward (HF) en inglés y extiende la cobertura hasta  $|\eta| < 5.0$ .

Los hadrones neutros no crean una trayectoria en el tracker pero pierden poca energía durante el paso entre el calorímetro electromagnético seguidamente del depósito de energía en el calorímetro hadrónico. Los hadrones cargados como el pión, crean una trayectoria en el tracker de silicón pero pierden parte de su energía en el calorímetro electromagnético y al final es absorbida por el calorímetro hadrónico. La energía de los hadrones cargados se determina a partir de una combinación de sus mediciones de momento en el tracker y en los depósitos ECAL y HCAL.

Los fotones se reconstruyen por los depósitos de energía en el ECAL, mientras que los electrones son reconstruidos utilizando información del tracker y del ECAL ya que en el primero se registra su trayectoria y en este último se deposita su energía. El momento del electrón se determina por la combinación de los depósitos de energía en el ECAL y de las mediciones en el tracker. Los muones son reconstruidos dentro de la región con  $|\eta| < 2.4$ . La reconstrucción de muones se determina por la combinación de información registrada en el tracker de silicón y el espectrómetro de muones el cual consiste en un sistema de detectores que rodea el solenoide superconductor.

### 3.2.1. Sistema de coordenadas de CMS

El detector CMS mostrado en la parte de arriba a la derecha de la Figura 3.5 cuenta con un sistema de coordenadas centrado en el punto de colisión, el eje  $\mathbf{Z}$  es paralelo a la dirección del haz colisionante mientras que el eje  $\mathbf{Y}$  apunta verticalmente hacia arriba y el eje  $\mathbf{X}$  apunta radialmente hacia el centro del LHC. El ángulo azimutal  $\phi$  está definido con respecto el eje  $\mathbf{X}$  en el plano  $\mathbf{X}$ - $\mathbf{Y}$  con un rango de  $-\pi < \phi < \pi$ . El ángulo polar  $\theta$  está definido con respecto el eje  $\mathbf{Z}$  con un rango de  $\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{3\pi}{2}$  como se muestra en la Figura 3.7. Mediante dichos ángulos se puede definir la pseudorapidez cuya asociación con la geometría de CMS se muestra en la Figura 3.7.

$$\eta = -\ln \left[ \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \quad (3.3)$$

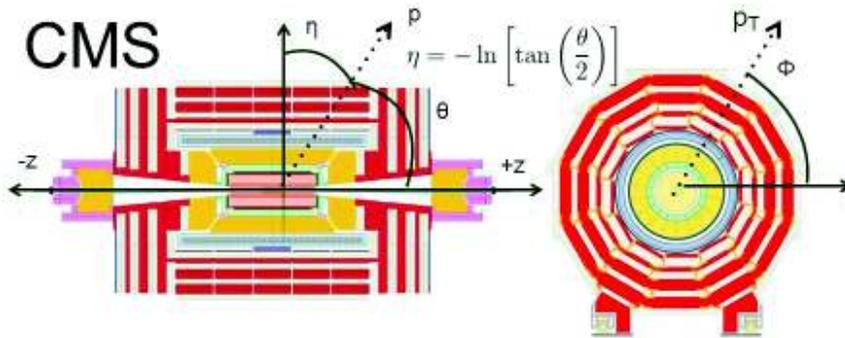


Figura 3.7: Ilustración esquemática del diseño geométrico del detector CMS [17].

La distancia angular entre dos objetos en el detector  $\Delta R$  (Delta R) se usa comúnmente para determinar la distancia relativa de los objetos; se define en términos de sus coordenadas  $(\eta_1, \phi_1), (\eta_2, \phi_2)$ .

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (3.4)$$

### 3.3. Plan del gran colisionador de hadrones de alta luminosidad (HL LHC)

La Figura 3.8 muestra el plan que se tiene a futuro para el LHC. El *Run III* comprende los años 2021-2024. Se tiene contemplado entregar al menos  $\sim 350 fb^{-1}$  con  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Además se tiene también ya planeado para la década de 2026-2036 aumentar la luminosidad integrada a  $\sim 3000 fb^{-1}$  con una energía de  $\sqrt{s} = 14$  TeV.



Figura 3.8: Plan actual de corridas en el LHC para la recolección de datos desde 2011 hasta el 2040 [18].

# Capítulo 4

## Física del Higgs

En este capítulo se presenta una introducción a la física del Higgs de la cual es necesario entender sus elementos principales debido a que en el presente trabajo se estudia uno de sus mecanismos de producción. En la primera sección se describen los modos de producción del bosón de Higgs en el LHC, seguido por una descripción de los decaimientos del Higgs. En la tercera sección se presenta el estado actual de la búsqueda del bosón de Higgs en el LHC. La mayor parte del material se basa en el contenido de la referencia [19].

### 4.1. Modos de producción del bosón de Higgs

El Higgs presenta varios mecanismos de producción en colisiones de hadrones como aquellas que se presentan en el LHC. La Figura 4.1 muestra las secciones transversales de los modos de producción más comunes en el LHC, que se presentan en las colisiones entre protones. Los cuatro métodos de producción dominantes son por fusión de gluones (ggF), fusión de bosones vectoriales (VBF), en asociación con un bosón vectorial (VH) y en asociación con un par de quarks top-antitop (ttH). Los diagramas de Feynman para cada uno de estos procesos se muestran en la Figura 4.2.

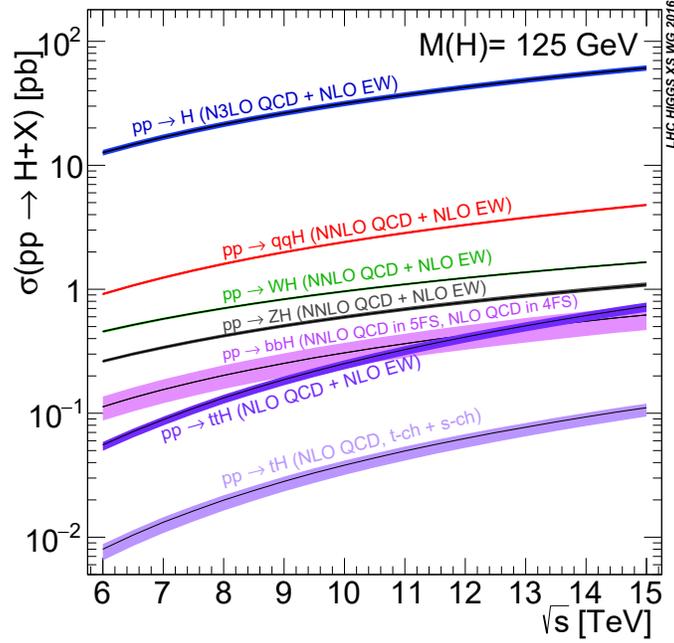


Figura 4.1: Secciones transversales de producción del bosón de Higgs en función del energía del centro de masa [20].

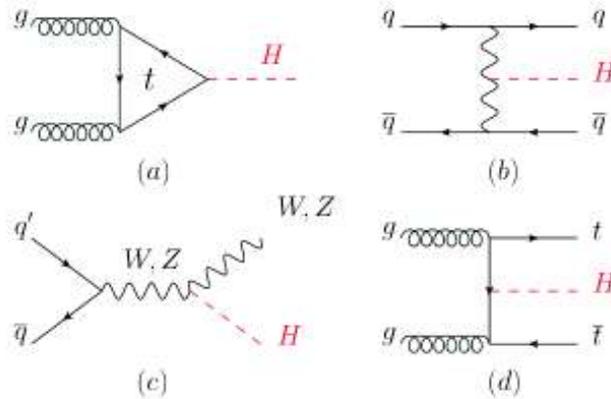


Figura 4.2: Diagramas a primer orden para los mecanismos de producción del bosón de Higgs : (a) fusión de gluones, (b) fusión de bosones de vectores (VBF), (c) producción asociada a W y Z y (d) producción asociada a ttH [19].

El proceso ggF tiene el mayor grado de incidencia de producción para el bosón de Higgs en el LHC, con un 88 % de la producción total. El modo de producción VBF es la segunda modalidad más predominante en el que el Higgs es producido a través de la fusión de dos bosones vectoriales, unas características de este proceso es la emisión

de dos quarks mediada por bosones  $W^\pm$  o  $Z^0$ .

La producción del bosón de Higgs en asociación con un bosón  $W^\pm$  o  $Z^0$  se da cuando en el estado inicial dos quarks se aniquilan para formar un bosón débil. En este proceso los quarks iniciales dan lugar a un bosón  $Z^0$  o  $W^\pm$  junto con un bosón de Higgs. El proceso de producción en que el Higgs es producido a través de la fusión de gluones, donde el Higgs se acopla a un loop de top quarks virtuales se conoce como  $(t\bar{t}H)$ . Este proceso fue apenas observado por ATLAS y CMS en el 2018 [21], [22] y representa la primera observación de la producción del Higgs en conjunto con top quarks. Existe otro proceso raro que involucra al top quark que tiene el 0.1 % de la producción como se ve en la Figura 4.1 y del cual se hablará en el capítulo 6.

## 4.2. Decaimientos del bosón de Higgs

La Figura 4.3 (a) muestra los diferentes decaimientos para el bosón de Higgs y además en la Figura 4.3 (b) se muestra los radios de decaimientos en función de la masa del Higgs. Para una masa de 125 GeV el modo de decaimiento principal del bosón de Higgs es a un par de quarks  $(b\bar{b})$  con  $\approx 58\%$ . Este modo tiene la característica que la fracción de decaimiento es el más dominante pero también es más mucho más difícil de observar, lo cual se refleja en el hecho de que este canal fue observado apenas en 2018 aún cuando el Higgs fue observado por primera vez en el 2012 en sus decaimientos a  $\gamma\gamma$  y  $ZZ$ . Esto se debe a que los dos b quarks que se generan dan origen a dos chorros de partículas conocidos como jets en inglés, que son difíciles de identificar, ya que existen varios procesos en la física de partículas que involucran la producción de jets que actúan como ruidos que son complicados de suprimir. Los estudios realizados en el presente trabajo, contemplan únicamente el decaimiento del bosón de Higgs a dos fotones ( $H \rightarrow \gamma\gamma$ ).

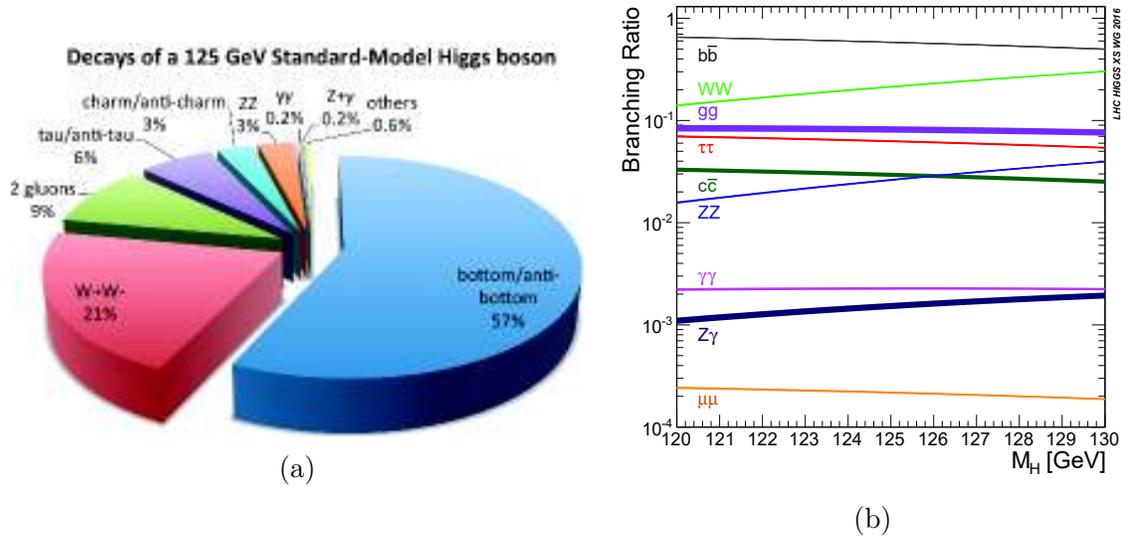
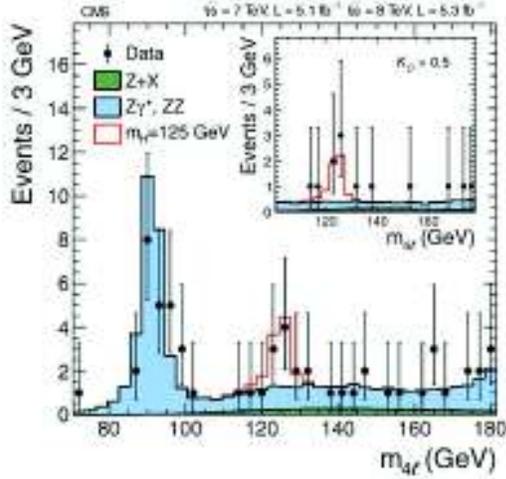


Figura 4.3: La Figura (a) muestra los decaimientos del bosón de Higgs [23]. La Figura (b) muestra los radios de decaimientos en función de la masa del bosón de Higgs [20].

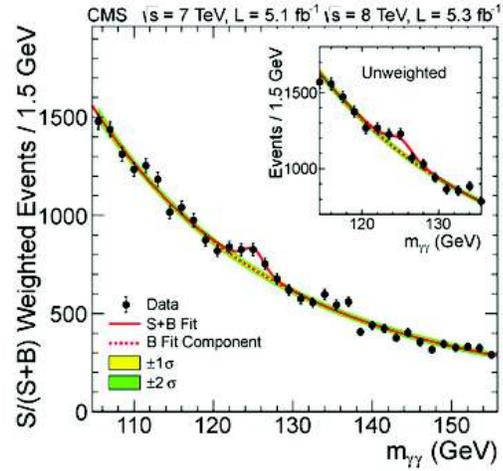
### 4.3. Panorama actual en la investigación del Higgs

La activación del LHC en el CERN y la toma de datos durante el 2010 (con una energía de centro de masa de 7 TeV) abrió una ventana completamente nueva para la búsqueda de nueva física dentro de la escala de teraelectronvoltios (TeV). Para el verano de 2011, los experimentos ATLAS y CMS informaron límites de exclusión en la existencia del bosón de Higgs, para ciertos rangos de masas, más estrictos que los logrados en búsquedas anteriores en el LEP en CERN y en el Tevatron en Fermilab [24]. En 2012, la mayor energía de colisión de protones que se alcanzó fue de 8 TeV la cual condujo a un aumento de la sección transversal para producir un bosón de Higgs. Durante los primeros meses de funcionamiento, la luminosidad integrada acumulada superó la luminosidad recolectada en el 2011, por lo que en combinación con el excelente rendimiento de los detectores, se alcanzó la sensibilidad para el descubrimiento.

En Julio de 2012, las colaboraciones de ATLAS y CMS anunciaron el descubrimiento de una nueva partícula, compatible con el bosón de Higgs. El descubrimiento se realizó en los canales  $\gamma\gamma$ ,  $ZZ \rightarrow 4\ell$  ( $\ell = e, \mu$ ), utilizando los datos recopilados con una energía de colisión de protones de  $\sqrt{s} = 7$  TeV y  $\sqrt{s} = 8$  TeV, estos resultados se muestran en la Figura 4.4.



(a)



(b)

Figura 4.4: La distribución (a) muestra la masa de eventos seleccionados con dos pares de electrones o muones. La distribución (b) muestra la masa del sistema di-fotón. Estas mediciones fueron hechas por el experimento CMS [1].

La Figura 4.5 muestra una gran variedad de procesos que surgen de las colisiones de p-p en el LHC, en ellas se ha utilizado la información recabada durante 2011-2018. En todos los casos se puede ver que se presenta una sólida consistencia con las predicciones del SM, lo cual establece una fascinante búsqueda por una inconsistencia en este modelo.

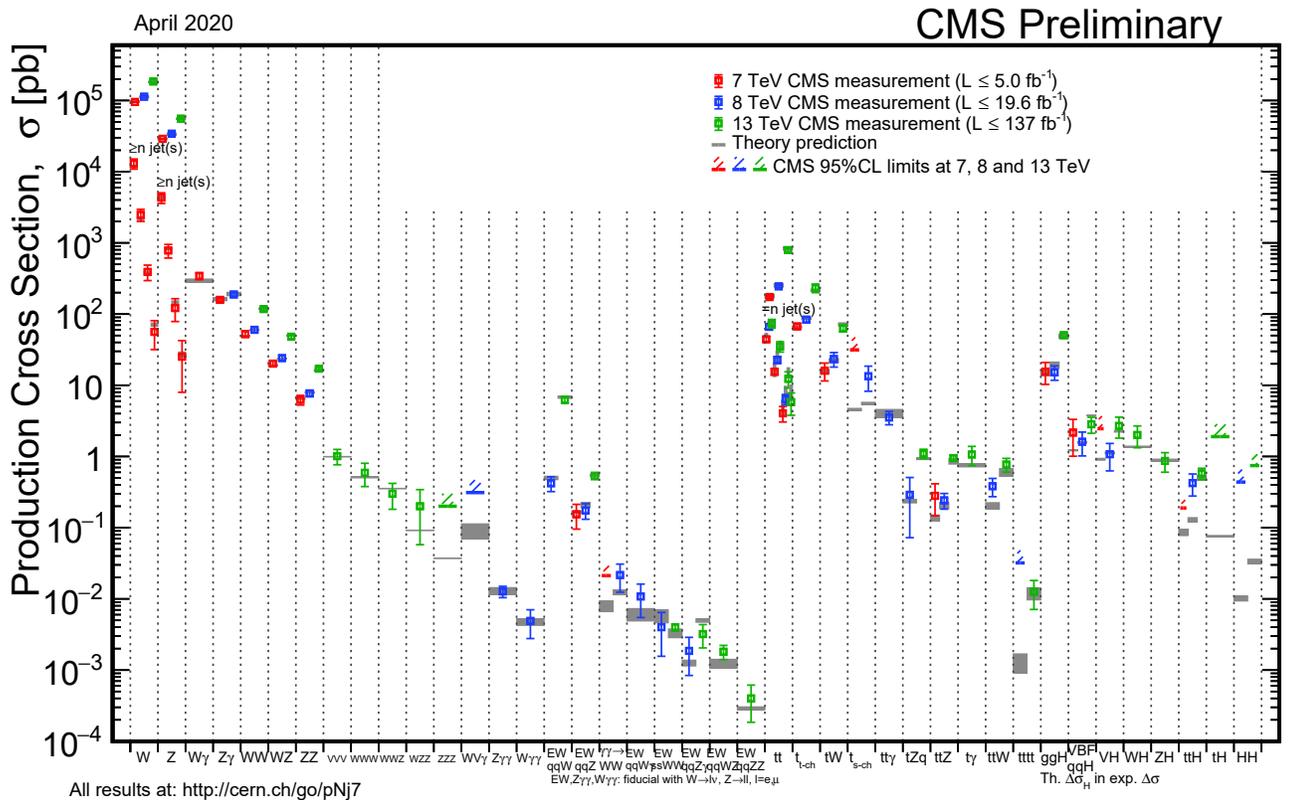


Figura 4.5: Mediciones de la sección transversal en el LHC, para diferentes procesos con su correspondiente predicción teórica [25].

# Capítulo 5

## Simulación

En este capítulo se describen las herramientas computacionales y los paquetes utilizados para la simulación de colisiones de protón como sucede en el LHC, además se presenta una descripción acerca de la generación de las muestras de los ruidos de fondo.

El proceso de análisis de datos en el experimento CMS requiere de la interpretación de la información obtenida por todos los sistemas del detector, se reconstruyen las trayectorias y se miden las propiedades físicas de las colisiones. Es posible la modelación de los procesos de interés en el contexto del SM. Para tal fin se utiliza la metodología de Monte Carlo (MC), que permite la simulación de eventos aleatorios tal y como surgen en las colisiones que se presentan en el LHC. La simulación está calibrada de tal forma que las incidencias de los distintos procesos y sus decaimientos respectivos coinciden con las predicciones del SM.

La metodología consiste en utilizar la simulación para estudiar el proceso de interés que en este caso es la producción del Higgs en asociación con un top quark (tH), en su modalidad tHq, el cual denominamos como nuestra “señal“. Asimismo se busca modelar todos aquellos procesos físicos que guardan similitud con el proceso de señal y se conocen como ruidos (backgrounds en inglés). Los paquetes de simulación que se utilizan para el presente trabajo y que se describen a continuación, son los mismos que se utilizan en investigaciones similares realizadas por los experimentos ATLAS y CMS del CERN. Asimismo se utilizan algoritmos especializados para generar resultados numéricos que sean comparables con los resultados experimentales. Los efectos del detector también se incluyen mediante la incorporación de simulaciones de la respuesta del detector.

## 5.1. Herramientas computacionales

Para procesar la información emitida de la simulación se utilizó el servidor del área de cómputo de alto rendimiento de la Universidad de Sonora. ACARUS cuenta con diferentes herramientas que fueron de gran utilidad para el manejo de las muestras que se utilizaron en esta tesis. En el ámbito de simulación y análisis experimental es fundamental el dominio de los lenguajes de programación. En el caso de el experimento CMS del CERN, con el que se asocia este trabajo, se usa mayormente el lenguaje C++ y en algunos casos Python. Asimismo se utiliza de forma extensiva sistemas operativos tipo UNIX. También se utilizó la infraestructura de computadoras del CERN conocida como LXPLUS.

En términos de software, el trabajo se respaldó mayormente en el uso del paquete ROOT [26], el cual permite el análisis de datos de gran escala con alta eficiencia. ROOT es un paquete computacional disponible en los lenguajes de programación C++ y Python, destinado para el manejo y análisis de datos a gran escala de la física de altas energías. Proporciona una amplia variedad de herramientas computacionales para realizar cálculos matemáticos, tiene algoritmos de análisis estadístico para poder analizar los datos generados por las simulaciones y por las colisiones de partículas realizadas en el LHC. Este paquete permite el uso de varias clases predefinidas que permiten realizar diversas tareas de forma simple, desde el almacenamiento de datos en distintos formatos o la reconstrucción de partículas mediante el uso de los principios de la relatividad especial por mencionar algunos.

## 5.2. Simulación de eventos

La generación de eventos tiene la intención de recrear eventos que simulen el comportamiento de datos producidos por las colisiones de partículas. La simulación obedece una secuencia de pasos, de acuerdo a la física de colisiones de p-p. La figura 5.1 muestra un esquema de la secuencia de la generación de eventos.

El color rojo oscuro representa el evento fuerte o colisión principal y representa el proceso de interés, en azul la radiación de estado inicial y en rojo claro la radiación de estado final; al conjunto de los partones radiados en esta etapa se le conoce como lluvia de partones (parton showers). En color verde claro se tiene la transición de

los partones a hadrones que se le conoce como hadronización y en verde oscuro la desintegración de los hadrones. El color morado representa las interacciones de menor energía entre los partones de los protones; a esta etapa se le conoce como evento subyacente (underlying event). Para finalizar en amarillo se tiene la radiación de fotones.

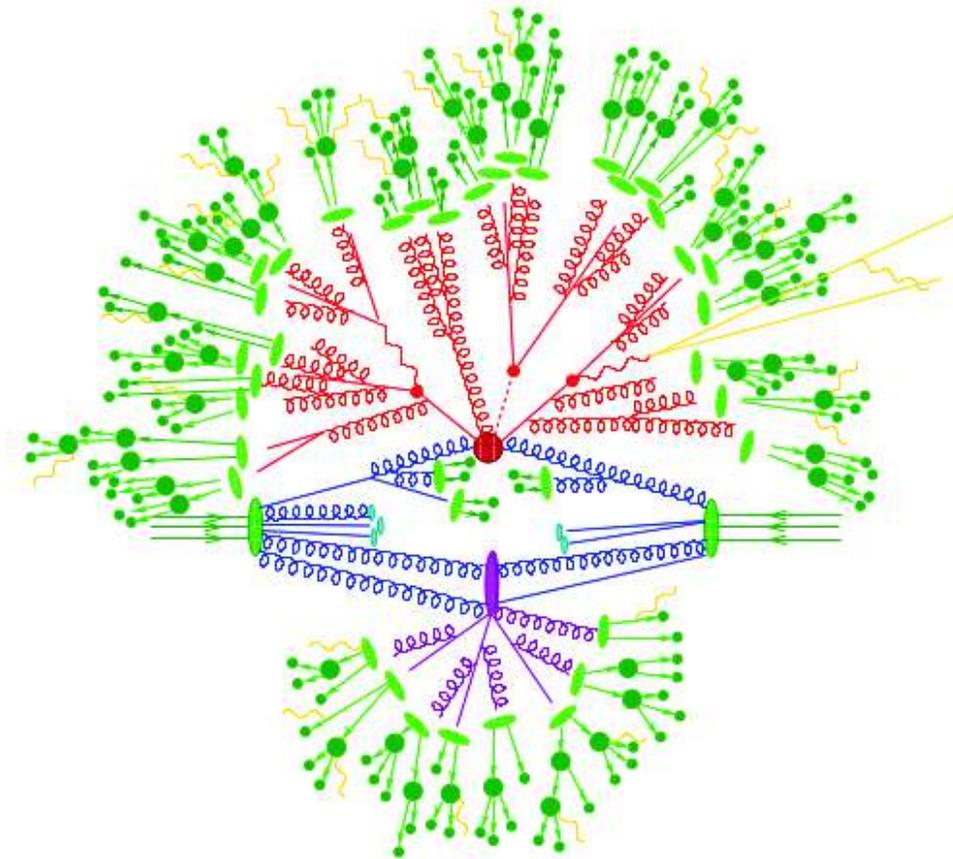


Figura 5.1: Proceso de generación de eventos [27].

En la Figura 5.2 se muestra una ilustración representativa de la composición del protón. Las partículas fundamentales que constituyen al protón se les conoce también como quarks de valencia. Además de quarks, existen una gran cantidad de gluones que mantienen al protón como un conjunto, y una enorme cantidad de quarks, formados en pares quark-antiquark a partir de los gluones, a esto se le denomina como mar de quarks.

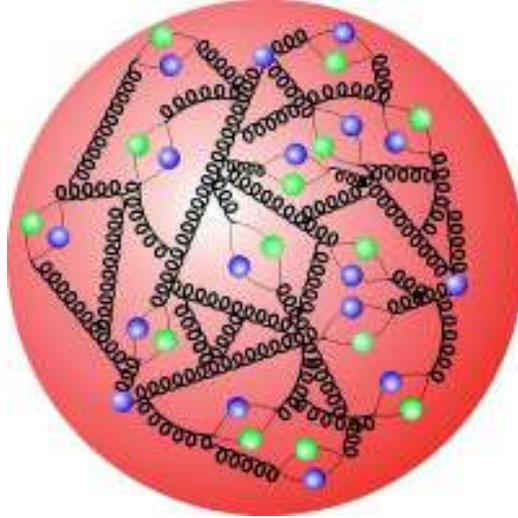


Figura 5.2: Representación de los constituyentes un protón. [28].

En las colisiones protón-protón (pp), los componentes del protón, los quarks y los gluones, son las partículas que interactúan y dado que la sección eficaz del pp depende del momento de las partículas en la colisión, es necesario saber cómo se distribuye el momento del protón entre sus constituyentes. Los protones se simulan como objetos definidos por distribuciones, conocidas como funciones de distribución de partones o parton distribution functions (PDF) las cuales describen la distribución del momento del protón entre los quarks y gluones, también conocidos como partones.

Los PDFs son determinados experimentalmente en los que se prueba la estructura interna de los hadrones, y dependen de la transferencia de momento  $Q^2$  y la fracción de momento  $x$  transportada por un partón. En la Figura 5.3 se muestran los PDFs del protón, en ella se compara una situación en el protón que se encuentra con baja energía (izquierda) y con alta energía similar a los que se colisionan en el CERN (derecha). Se puede observar que la actividad de gluones y la presencia de quarks de otros sabores aumenta con la energía del protón.

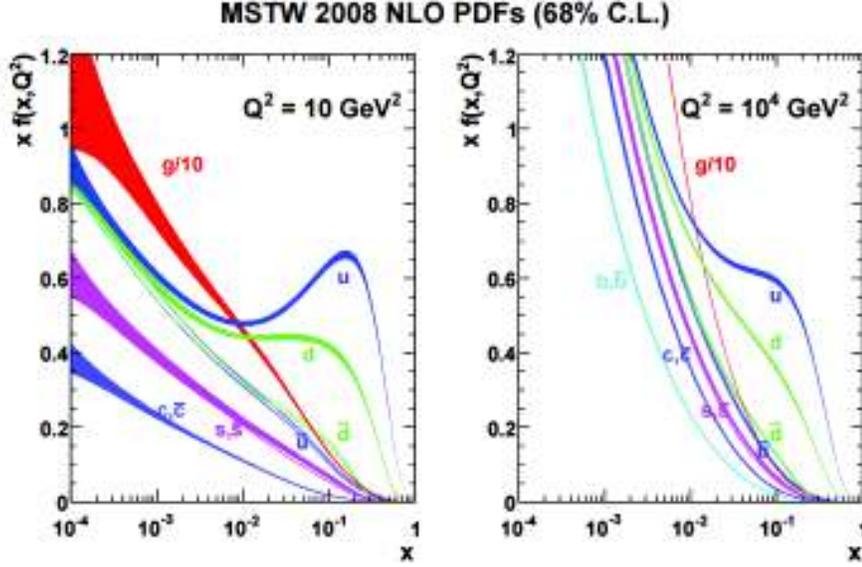


Figura 5.3: PDFs del protón. Tenga en cuenta que la contribución del gluón se suprime por un factor de 10. De [29].

Al utilizar la teoría cuántica de campos (QFT), el elemento de matriz (ME) y, por lo tanto, la sección transversal de un determinado proceso pueden calcularse considerando todos los diagramas de Feynman posibles que contribuyen al proceso.

Uno de los observables más importantes que se extraen de las colisiones, es la sección transversal. Esta magnitud aporta una estimación de la probabilidad de que ocurra una interacción. La sección transversal en una colisión de p-p se puede expresar como:

$$\sigma(pp \rightarrow X) = \sum_{ij} \int f_i(x_i, \mu^2) f_j(x_j, \mu^2) \sigma_{ij \rightarrow X}(x_i, x_j, \mu^2, \mu^2) dx_1 dx_2 \quad (5.1)$$

Donde  $\sigma_{ij \rightarrow X}$  es la sección transversal del proceso ( $ij \rightarrow X$ ), que se calcula con la metodología de QFT. Sin embargo, la probabilidad del proceso también depende de que las partículas iniciales  $i, j$  tengan presencia importante dentro del protón al momento de la colisión. Por lo tanto también se incluyen las PDFs de cada uno de los partones correspondientes a cada uno de los protones colisionantes. Los generadores de eventos ofrecen la opción de elegir entre varios conjuntos de PDFs los cuales son estimados por diversos grupos internacionales.

La mayoría de las partículas del estado final producidas en el subproceso duro son inestables y los quarks y gluones producidos dan origen al proceso de hadronización el cual genera chorros de partículas conocidos como jets. Por lo tanto, no pueden propagarse libremente sino tienen que formar estados neutros. La simulación considera la generación de radiación adicional a las partículas que se generan en el hard scattering. En general, los gluones pueden acoplarse a cualquier partícula con carga de color. La radiación de gluón se agrupa en radiación de estado inicial, la cual se genera por el partón que interacciona, y la radiación de estado final, la cual se origina de las partículas finales producidas en la interacción dura.

Solo una fracción de cada protón participa en el proceso de colisión dura. Los productos de interacciones secundarias de estas colisiones dejan rastros en el detector y deben considerarse en la simulación. La mayoría de los bariones y mesones producidos en la hadronización son inestables y, por lo tanto, decaen en el detector. Dichos decaimientos se simulan considerando las probabilidades de decaimiento que establece el SM. También en una colisión se considera el efecto de pileup que fue explicado en el Capítulo 3.

### 5.3. Generadores de eventos

Los pasos descritos anteriormente para la simulación de eventos se realizan utilizando paquetes de software especializados y desarrollados por grupos interesados en establecer un enlace entre los físicos teóricos y experimentales. En la siguiente sección, se presentan todos los generadores que se utilizaron en la producción de la simulación.

En los softwares de simulación de eventos de partículas, asignan un código único a cada tipo de partícula el cual forma parte de un estándar internacional perteneciente al Particle Data Group (PDG por sus siglas en inglés). Estos códigos se denominan comúnmente como ID de PDG. Se usan ampliamente en la física de partículas, en los generadores de eventos. La numeración incluye todas las partículas elementales conocidas (fermiones, bosones), partículas compuestas (mesones, bariones, ...) y núcleos atómicos.

Los paquetes que se utilizan para modelar la señal son los siguientes:

- **MadGraph5\_aMCNLO**

El proceso tHq es generado con el paquete de simulación MadGraph5\_aMCNLO versión 2.6.6 [30]. El software MadGraph5 es un generador de eventos para estudios de colisionadores, con el cual se pueden simular cálculos de cross section, hard collisions, además calcula todos los diagramas de Feynman relevantes para un proceso dado. MadGraph no cubre el parton shower ni la hadronización y, por lo tanto se sincroniza con el paquete Pythia para simular el resto de la secuencia descrita en la sección anterior.

- **Pythia**

Pythia versión 8 [31] se utilizó para simular el parton shower, la hadronización y la descomposición de las partículas en el proceso tHq. Es un paquete computacional multipropósito diseñado para simular eventos de colisiones de partículas en diferentes procesos del SM y BSM. Este paquete computacional usualmente se utiliza para la simulación del parton shower, la hadronización y la descomposición de las partículas de los procesos a estudiar. Otros generadores de eventos, que simulan la interacción dura se sincronizan con Pythia.

Las muestras simuladas por estos programas no contienen la respuesta del detector por lo que los resultados contienen desde la modelación de la actividad en el protón, la interacción entre los partones colisionantes y la hadronización, en la siguiente sección se explica el software que fue utilizado para tomar en cuenta las características del detector CMS.

## 5.4. Simulación de respuesta de detector

Como última etapa del proceso de simulación, es necesario modelar cómo los distintos detectores del LHC van a reaccionar a las etapas antes mencionadas. Estas señales corresponden a las interacciones de las partículas con los materiales del detector. Esta última parte de la simulación se realizó inicialmente con el software Delphes [32], pero después para las muestras finales se utilizó el software GEANT4 [33] el cual provee una modelación más precisa de CMS.

# Capítulo 6

## Producción de Higgs en asociación con un top quark

En la sección 6.1 se describe el panorama del bosón de Higgs producido en asociación con un solo top quark (tH) en el contexto del SM. Posteriormente en la sección 6.2 se introduce el acoplamiento del bosón de Higgs con los fermiones y la introducción de anomalías y su relación con la frecuencia de producción del Higgs. La sección 6.3 describe los diferentes procesos de ruido los cuales interfieren con la señal del proceso tHq.

### 6.1. Producción del Higgs en la modalidad tHq

La modalidad de este proceso se le denomina tH, sin embargo existen dos tipos tHq y tHW. Este análisis se enfoca en la modalidad tHq que está representado por los diagramas en la Figura 6.1. El SM predice una interferencia destructiva entre los dos diagramas de la Figura 6.1.

Tal y como se indica en la Figura 6.1 (a), en este mecanismo de producción, además del bosón de Higgs se produce también un top quark, un quark liviano (u, d, c, s) al que llamamos quark esperado (spectator quark en inglés) en la región delantera y un quark b de bajo momento transversal  $\lesssim 5$  GeV conocido como soft b-quark. El bosón de Higgs puede ser producido en un vértice que involucra directamente al top quark o un vértice que involucra un par de bosones W virtuales como se indica en la Figura 6.1 (b). Debido a sus altas masas, y por lo tanto su corta vida, el top quark y el bosón de Higgs decaen muy rápido después de su producción en el detector, por lo tanto nos enfocamos en los estados finales de estas partículas. En este análisis se requiere que el bosón de Higgs decaiga en un par de fotones ( $\gamma\gamma$ ).

El top quark tiende a decaer la mayor parte del tiempo a un quark b y a un bosón  $W^\pm$ . Existen dos estados finales de decaimiento del bosón  $W^\pm$ , el primer modo

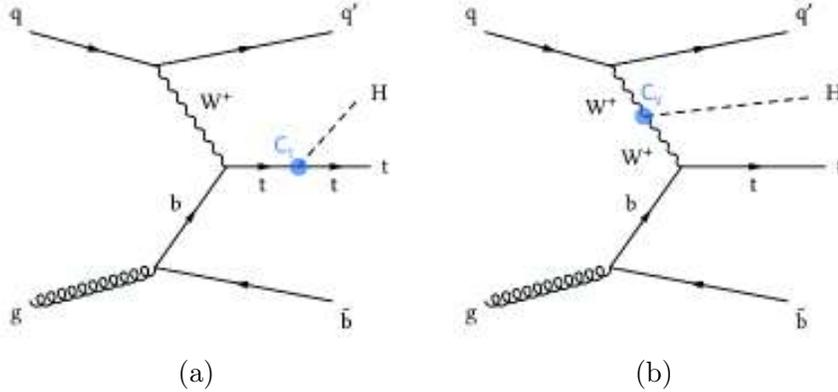


Figura 6.1: Diagramas de Feynman a leading order (LO) representativos para el proceso tHq. A la izquierda, mostramos la producción del Higgs proveniente de un quark top, mientras que a la derecha, mostramos la producción del Higgs proveniente de un Bosón  $W^\pm$  [34].

de decaimiento es el canal leptónico donde el bosón  $W^\pm$  decae a un leptón y a un neutrino, el segundo modo es conocido como el canal hadrónico donde el  $W^\pm$  decae a un quark y a un antiquark. En este análisis el bosón  $W^\pm$  se requiere que decaiga de manera leptónica, solo se consideran los decaimientos leptónicos electrón y muón. Otros estados finales de desintegración como el decaimiento hadrónico del top quark o la descomposición del bosón  $W^\pm$  en leptones tau o quarks, no se consideran en esta tesis, ya que reducirían la sensibilidad de los resultados. El soft b-quark también deja un rastro en el detector, sin embargo su momento es demasiado bajo, por lo tanto, no juega un papel relevante como distintivo de este tipo de procesos.

En la Figura 6.2 se muestran las distribuciones simuladas para el soft-b quark y el quark esperado en el estado final. La distribución de la Figura 6.2(a) representa la pseudorapidez del quark esperado  $q'$ , vemos que  $\eta$  se distribuye con valores altos,  $\eta > 2$ , lo cual significa que queda en una dirección muy frontal cercana a la dirección del haz. La Figura 6.2(b) podemos observar el momento transversal del soft b quark con momento transversal mayormente menor que 20 GeV y también en la figura 6.2(c) se muestra el número de identificación PDG (ID) de los partones, igualmente se puede ver que hay más probabilidad de quarks con un número de ID positivo es decir quarks de materia, esto se debe a que se colisionan protones y hay un sesgo hacia la producción de quarks y no antiquarks.

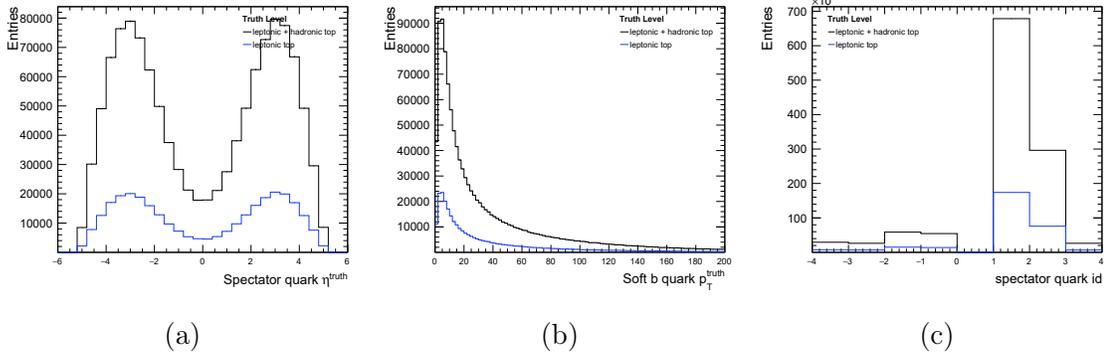


Figura 6.2: La figura (a) muestra la distribución de la variable pseudorapidez del quark esperado. La figura (b) representa el momento transversal del soft b quark. La figura (c) representa el número de identificación PDG del quark esperado.

## 6.2. Acoplamientos anómalos

En el sector de Higgs del SM, el quark top tiene un papel especial debido al valor alto de su acoplamiento Yukawa ( $y_t = \sqrt{2} \frac{m_t}{v} \approx 1$ ). Por lo tanto, si la física más allá del SM modifica el sector de Higgs, se espera que las desviaciones se vean primero en la interacción top-Higgs, debido a que el top presenta el mayor valor de masa de todas las partículas fundamentales, por lo que la interacción con este quark es mayor. De hecho, no solo el valor del acoplamiento Yukawa del top quark es de gran interés, sino también su signo con respecto a las interacciones del bosón de Higgs con los bosones de norma.

En el LHC, el acoplamiento Yukawa del top quark es experimentalmente accesible solo en unos pocos procesos. Se puede inferir indirectamente en el proceso dominante  $t\bar{t}H$  como se muestra en la Figura 4.2 (d). También se puede acceder directamente mediante el estudio de la producción del proceso  $tH$  como se muestra en la Figura 6.1. Este proceso también es sensible al signo entre el acoplamiento Yukawa del top quark y el acoplamiento del Higgs con los bosones vectoriales.

Las posibles variaciones de los acoplamientos predichos por el SM del bosón de Higgs al quark top o al bosón  $W^\pm$  pueden conducir a un aumento significativo en la sección transversal de la producción de  $tH$ . El proceso  $tHW$ , es otra forma de producir  $tH$ , sin embargo este proceso es aún más raro que  $tHq$  como se ve en la Figura 6.3.

Para cuantificar estas variaciones se introducen los factores de escala:

$$c_t = \frac{y_t}{y_t^{SM}} \quad \text{y} \quad c_v = \frac{g_{HVV}}{g_{HVV}^{SM}} \quad (6.1)$$

donde  $y_t$  es el acoplamiento Yukawa del top quark,  $g_{HVV}$  el acoplamiento del bosón de Higgs con el bosón  $W^\pm$  y SM denota el valor predicho por el modelo estándar.

El valor de la sección transversal es muy pequeño para el SM debido a que estos dos procesos interfieren de forma destructiva. Para mantener las cosas simples, directamente se muestra en las ecuaciones (6.2), (6.3) y (6.4) las dependencias de la sección transversal de tHq si se varían los valores de los modificadores  $c_t$  y  $c_v$  en (6.1), donde sus valores  $c_t = c_v = 1$  son consistentes con el SM.

Analíticamente las dependencias se pueden expresar como:

$$\sigma_{tHq} = (2.63c_t^2 + 3.58c_v^2 - 5.21c_t c_v) \sigma_{tHq}^{SM} \quad (6.2)$$

$$\sigma_{tHW} = (2.91c_t^2 + 2.31c_v^2 - 4.22c_t c_v) \sigma_{tHW}^{SM} \quad (6.3)$$

$$\sigma_{ttH} = (c_t^2) \sigma_{ttH}^{SM} \quad (6.4)$$

En la Figura 6.3 se muestra la dependencia de las secciones transversales en función de  $c_t$  (manteniendo  $c_v = 1$ ) calculadas a una de precisión NLO para los procesos tHq, ttH y tHW las cuales siguen la forma de acuerdo a la siguiente referencia [35].

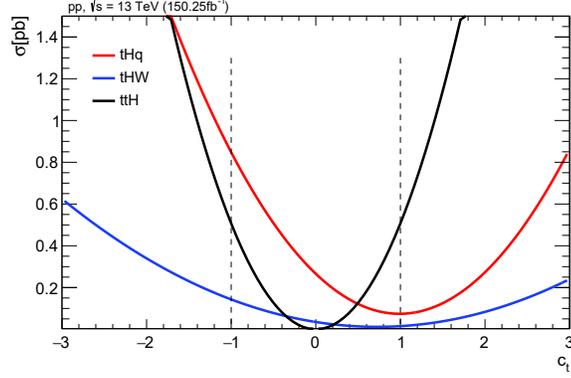


Figura 6.3: Secciones transversales de producción para los procesos tHq,ttH y tHW en función de  $c_t$  para diferentes escenarios de acoplamiento.

El objetivo principal de este análisis es sondear la sensibilidad del experimento CMS a la producción de tHq en el contexto del SM, es decir  $c_t = 1$ . El parámetro de la intensidad de la señal  $\mu$  (tHq), se define como la relación entre el número de eventos de señal observados y esperados.

$$\mu = \frac{\sigma_{obs}^{tH}}{\sigma_{SM}^{tH}} \quad (6.5)$$

Posteriormente se analizan escenarios anómalos con  $c_t \neq 1$ . Como ya se mencionó anteriormente en la sección 6.1 el proceso tHq cuenta con varios elementos que lo caracterizan, sin embargo aún cuenta con ruidos que son difíciles de suprimir y se mencionan a continuación.

### 6.3. Procesos de ruido de fondo

Los procesos de ruido de fondo resonantes son aquellos generados de las colisiones de protones, cuyas características son similares a nuestro proceso de interés y por lo tanto se filtran junto con los eventos de señal seleccionados. La cantidad de ruido de fondo dependerá de las características de la selección que se utiliza (descrita en el capítulo siguiente) y de la cantidad de datos disponible. La sección transversal baja del proceso de señal requiere una revisión de los procesos de fondo involucrados.

Los ruidos de fondo resonantes para el proceso  $tHq$  son  $t\bar{t}H$ ,  $tHW$  y  $HV$ . Resonantes debido a que también producen un bosón de Higgs y resuenan en el valor de masa de éste. Adicionalmente también existe una contribución de ruido no resonante, es decir procesos en donde no se genera un bosón de Higgs pero producen una señal consistente con la producción de dos fotones. Existen una gran diversidad de procesos que originan un par de fotones (o imitan), ya que un jet/electrón se puede confundir con un fotón. Estos procesos de ruido no resuenan en la masa del Higgs. Ejemplos de de estos procesos se muestran en los diagramas siguientes:

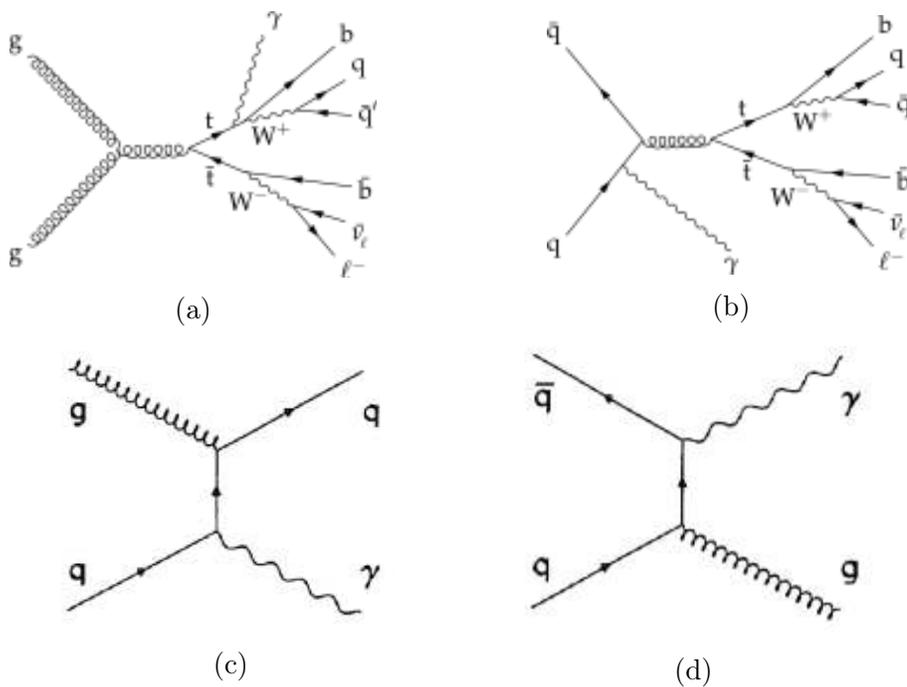


Figura 6.4: Los dos diagramas de Feynman (a) y (b) representan el proceso no resonante  $t\bar{t}\gamma$  mientras que los diagramas (c) y (d) representan el proceso no resonante gamma + jet [36], [37].

Entre los ruidos resonantes,  $t\bar{t}H$  es el que predomina. Por lo que uno de los aspectos más interesantes de esta búsqueda es el esfuerzo de suprimir este ruido, ya que afecta la sensibilidad de manera substancial. El proceso  $tHW$ , es otra forma de producir  $tH$ , sin embargo este proceso es aún más raro que  $tHq$  como se ve en la Figura 6.3.

### 6.3.1. Muestras de señal

Las muestras de señal  $tHq$  se generaron con el paquete MadGraph5\_aMCNLO y se sincronizaron con Pythia para hadronizar, e incluir las demás partes de la simulación descrita en la sección 5.2 del capítulo anterior. Finalmente se utilizó el paquete GEANT4 para simular la respuesta del detector.

### 6.3.2. Muestras de fondo

Las muestras de los ruidos resonantes  $t\bar{t}H$ ,  $tHW$  y  $HV$  se generaron utilizando los paquetes de simulación MadGraph5\_aMCNLO sincronizado con Pythia. La simulación detallada de la respuesta del detector CMS se generó con GEANT4.

La componente del continuo de di-fotón no resonante descrita previamente usualmente es generada con datos de forma directa, removiendo la resonancia de masa del Higgs. En este caso ante la imposibilidad de mostrar datos oficiales, se simularon varias fuentes de este ruido como son di-foton+jets, gamma+jets,  $t\bar{t}$ bar + gamma gamma con los paquetes Madgraph, Pythia, y Sherpa [38].

# Capítulo 7

## Técnicas de análisis

En este capítulo se presenta una descripción de las herramientas estadísticas empleadas en esta tesis para el análisis de los datos. Estos métodos son muy similares a los que en general se utilizan para búsquedas de procesos raros o anomalías en el LHC. La búsqueda del proceso tHq ( $H \rightarrow \gamma\gamma$ ) enfrenta varias dificultades debido a los ruidos de fondo como ttH que guardan similitud con el proceso de interés. Otra característica del modo de producción es su bajo valor de la sección transversal en comparación con el proceso ttH. La mayor parte del material se basa en el contenido de la referencia [39], [40].

### 7.1. Selección de eventos

Con el objetivo de agrupar en la mayor medida posible los eventos de tHq que se producen en el LHC, se diseña una selección que permita identificar dichos eventos de acuerdo a sus características más relevantes que los distinguen de los potenciales ruidos de fondo descritos en la sección 6.3.

La selección de eventos procede en etapas. La primera etapa requiere que el evento tenga la topología de interés: debe tener el número requerido de varios objetos en el estado final, tales como un solo electrón o muón y al menos 2 jets como se muestra en la Figura 6.1 (que cumplan ciertos criterios angulares y de energía). Se aplican cortes cinemáticos para refinar la selección y rechazar eventos de fondo para el análisis final. Los requerimientos de selección se enlistan a continuación. En la Tabla 7.1 se muestra el filtrado de eventos de señal ante la selección y la selección aplicada para el electrón y para el muón. La cantidad de eventos de ruido y sus proporciones que quedan con la presente selección se muestran en el capítulo siguiente.

Para los leptones (electrón o muón) se imponen ciertos criterios de selección. Los siguientes criterios corresponden a la selección de leptón o "lepton tag".

- Lepton multiplicity =1  $p_T > 20$  GeV
- e:  $|\eta| < 1.4442$  ||  $\eta \in [1.566, 2.5]$  and  $\mu$ :  $|\eta| < 2.4$
- Distancia angular  $\Delta R(\mu, \gamma) > 0.4$
- Distancia angular  $\Delta R(e, \gamma) > 0.3$
- Distancia angular  $\Delta R(\ell/\gamma, j) > 0.4$

Para la selección de los jets se impone el siguiente criterio que corresponde a "jet selection".

- Jets  $p_T > 30$  GeV and  $|\eta| < 4.7$

Para la selección de los fotones provenientes del bosón de Higgs se imponen los siguientes criterios. Definimos como 'leading photon' a los fotones que cumplen con el requerimiento de  $p_T > 35$  GeV y 'sub-leading photon' si cumplen con el requerimiento de  $p_T > 25$  GeV. Se imponen ciertos criterios de selección adicionales para optimizar la selección de eventos.

- Leading and subleading photons  $|\eta| < 1.4442, |\eta| \in [1.566, 2.5]$
- (Sub)-leading photon  $p_T > m_{\gamma\gamma} * 0.5$  (\*0.25)
- Diphoton  $m_{\gamma\gamma} > 100$  GeV
- Se requiere que los eventos tengan al menos dos jets seleccionados donde ambos jets deben estar separados de los leptones y fotones seleccionados

Requerimientos de selección	Electrón	Muón
Lepton multiplicidad =1	7.1925 %	8.8996 %
Lepton $p_T$	6.1292 %	7.4995 %
Lepton $\eta$	5.0661 %	7.4995 %
Selected jets	4.6510 %	6.8422 %
Top jet b-tag	0.806 %	1.1691 %
(Sub-)leading $\gamma$ ( $\eta$ )	0.1831 %	0.2927 %
(Sub-)leading $\gamma$ ( $p_T$ )	0.1653 %	0.2659 %
(Sub-)leading $\gamma$ $p_T$ $m_{\gamma\gamma}$	0.165 %	0.2651 %
Diphoton mass $m_{\gamma\gamma}$	0.164 %	0.264 %

Tabla 7.1: Filtrado de eventos de señal ante la selección.

## 7.2. Supresión de ruido $t\bar{t}H$ por medio de redes neuronales.

El análisis descrito en esta tesis emplea un método multivariado (MVA): Boosted Decision Tree (BDT) o árbol de decisiones impulsado. A consecuencia de que la sección transversal es muy pequeña para el proceso  $t\bar{t}H$ , las herramientas del MVA como un BDT pueden llegar a crear una discriminación mejor entre la señal y los procesos de fondo. El MVA debe ser entrenado con variables de los procesos simulados de los cuales aprende sobre topologías y características de los procesos. Para al final clasificar los eventos entre señal o como ruido.

Un BDT es un clasificador que emite un valor entre -1 y 1. La granularidad de las respuestas dependerá del tamaño de la red que se genere. La decisión del clasificador dependerá de la respuesta de una serie de preguntas que ubicarán el resultado más cerca de 1 correspondiendo a la señal o -1 al background o valores intermedios cuando no es posible discriminar con alta certidumbre. Un árbol de decisión clasifica los eventos de acuerdo a las variables de entrada estableciendo un corte en cada variable de entrada y verificando qué eventos están en cada lado del corte. Todos los BDT pueden clasificar eventos asociando cada uno con un valor llamado discriminador, que abarca toda la clasificación de las diferentes variables. En la Figura 7.1 se muestra un diagrama representativo de la secuencia de trabajo del BDT con las variables de entrada.

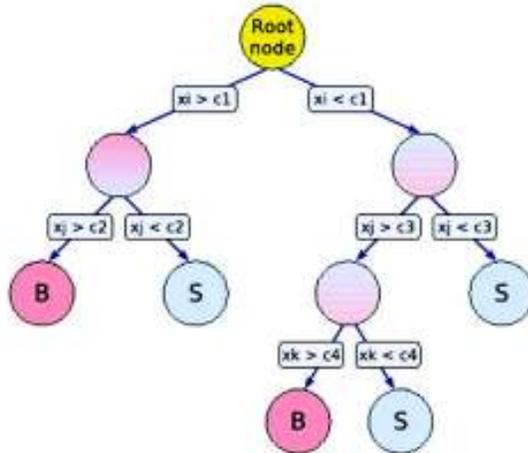


Figura 7.1: Ejemplo de red neuronal a base de condiciones, las preguntas ubicadas en la parte superior generalmente corresponden a las variables que son capaces de discriminar mejor entre la señal y el ruido de fondo [41].

En este análisis se seleccionó un conjunto de variables de entrada para separar la señal  $tHq$  de los procesos de fondo. Las variables seleccionadas presentan la mayor discriminación entre estos dos procesos y además son las menos correlacionadas. Es decir, no presentan una dependencia de valores evidente.

La lista completa de las variables del BDT más importantes se muestran en la Tabla 7.2 y las distribuciones de estas variables se muestran en la figura 7.2, estas variables presentan la menor correlación en la discriminación entre el proceso  $tHq$  y  $t\bar{t}H$ .

Variable	Descripción
$m_t$	masa reconstruida del top quark
HT	sumatoria del momento transversal de los jets seleccionados en el evento
b jet multiplicity	multiplicidad de b-jet
$\Delta\eta$ ( $\gamma\gamma$ , forward jet)	diferencia de la pseudorapidez del sistema di-fotón con el forward jet
$\Delta\eta$ (lepton, forward jet)	diferencia de la pseudorapidez del leptón proveniente del top quark con el forward jet
$\Delta R$ ( $\gamma\gamma$ , forward jet)	distancia angular entre el sistema di-fotón con el forward jet
n central jet	número de jets en la región central del detector
n forward jets	número de jets en la región delantera del detector
n jets	número de jets
electron charge	carga eléctrica del electrón
muon charge	carga eléctrica del muón

Tabla 7.2: Variables de entrada del BDT. Estas conjunto de variables representa las variables con mayor discriminación entre el proceso tHq y ttH.

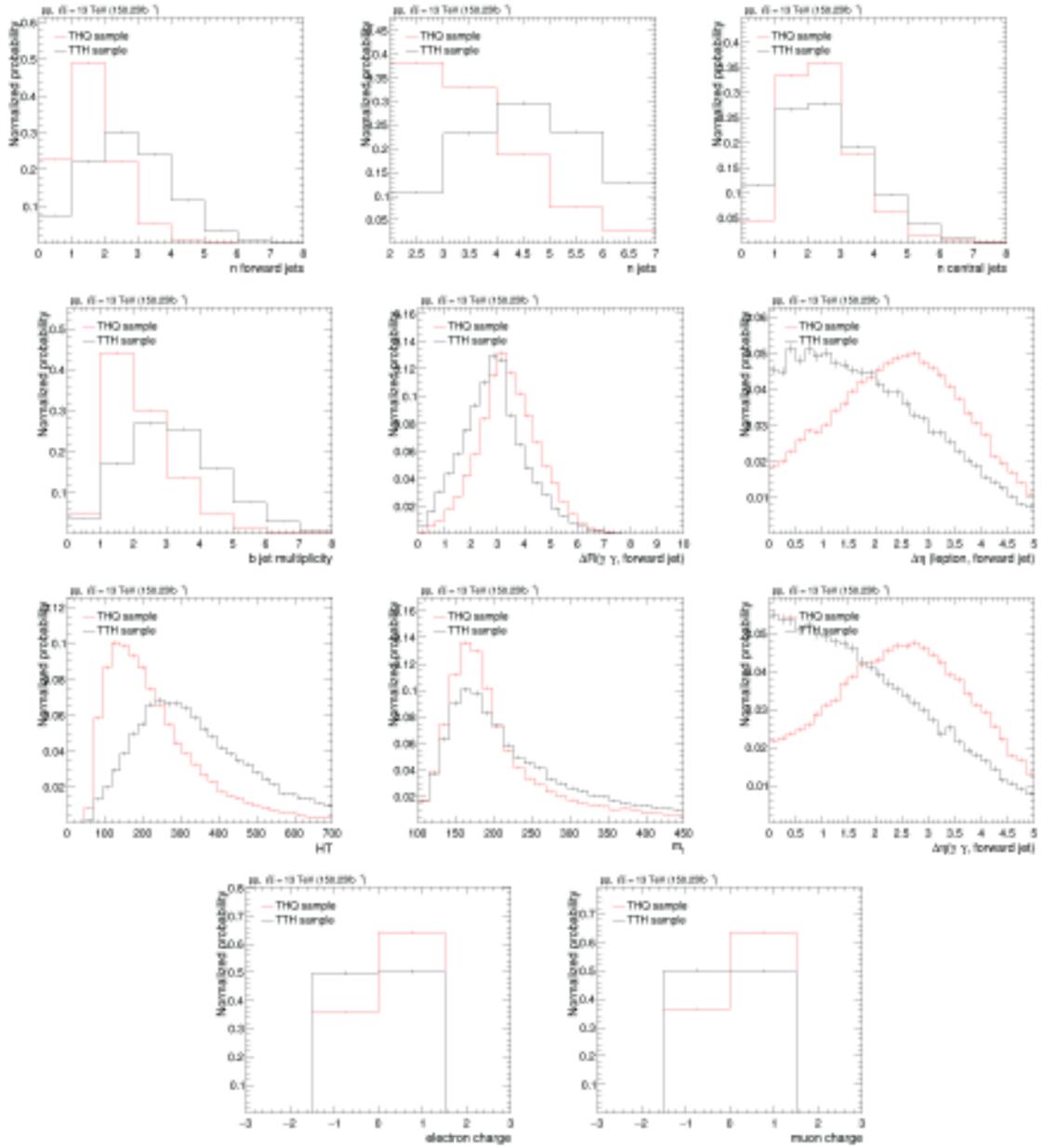


Figura 7.2: Distribuciones de las mejores variables de entrada para la discriminación de la señal  $tHq$  y  $t\bar{t}H$ .

Con las variables que se presentan en la Tabla 7.2 se obtuvo la distribución de la respuesta de BDT que se muestra en la Figura 7.3. Dentro de la figura se observa que la distribución es diferente para  $ttH$  y  $tHq$ . En color rojo se representa  $ttH$  y en azul  $tHq$ . Se añadió un corte de  $BDT=0$ , el cual va a beneficiar mayormente a la señal, aunque no va a eliminar todo el ruido de fondo.

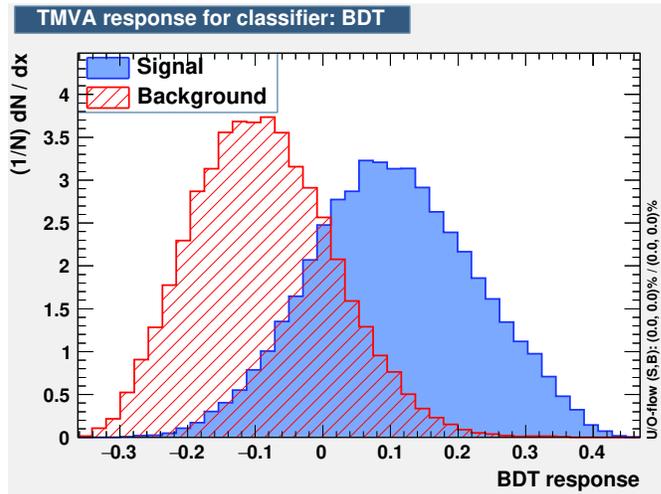


Figura 7.3: Distribución de respuesta del BDT de la señal y el ruido de fondo.

### 7.3. Método de máxima verosimilitud

La estimación de los parámetros desconocidos que están en mejor acuerdo con los datos observados se realiza a través de una función que determina un parámetro que se ajusta mejor a los datos experimentales; esa función se llama estimador. En este caso el parámetro de interés es la fuerza de señal  $\mu$  que ha sido definida en la expresión 6.5. Es posible generar moldes con distinto valor de  $\mu$  que aumentan o disminuyen la producción de tHq con respecto a lo predicho por el modelo SM ( $\mu = 1$ ). Los estimadores generalmente se construyen usando expresiones matemáticas codificadas en programas de computadora.

En esta tesis, el estimador utilizado es el método de máxima verosimilitud o maximum likelihood (ML) [42] en inglés. Para una función de probabilidad dada,  $f(x|\theta)$  que depende de un conjunto de observaciones  $\mathbf{x}$  y en nuestro caso un solo parámetro desconocido  $\theta$ . La función de Likelihood está dada por:

$$L(\theta) = \prod_{i=1}^n f(x_i|\theta) \quad (7.1)$$

El estimador de ML del parámetro desconocido  $\theta$  es el valor de  $\theta$  que maximiza  $L(\theta)$ . Es común minimizar el logaritmo negativo de la función de likelihood, por lo tanto, la función se transforma de la siguiente forma:

$$L(\theta) \rightarrow -2 \sum_{i=1}^n \ln L(x_i|\theta) \quad (7.2)$$

Un histograma de masa reconstruida como el mostrado en la Figura 7.4 se usa para registrar los valores de masa que se distribuyen entre 100 y 180. A cada división del histograma se le asocia una función  $f$  de probabilidad que considera que el contenido puede variar.

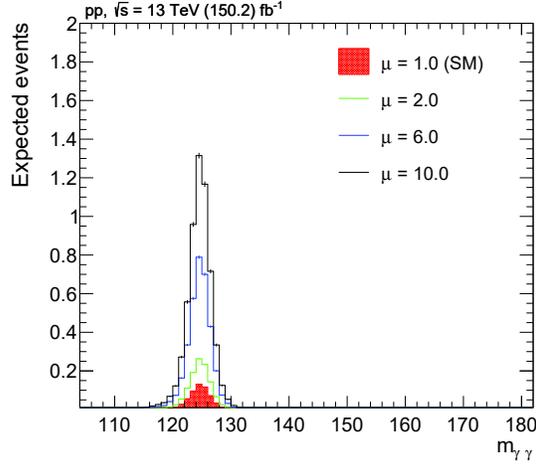


Figura 7.4: El color rojo sólido indica la señal esperada de tHq por el SM y los demás colores representan diferentes moldes de señal con distintos valores de valor de  $\mu$ .

La función que se utiliza para estos casos de producción baja es la de poisson. Entonces la función de Likelihood queda como:

$$L(x | \mu) = \prod_{i=1} \frac{(\mu s_i + b_i)^{n_i} e^{-\mu s_i - b_i}}{n_i!} \quad (7.3)$$

con  $s_i$  y  $b_i$  el número esperado de señal y rendimiento de fondo para el bin  $i$  y  $n_i$  es el número observado de eventos en el bin.

## 7.4. Prueba de discriminador de likelihood con moldes de señal

Como se mencionó en la sección 6.3.1 se generan moldes con distinto valor de  $\mu$ , que como se mencionó anteriormente el valor 1 corresponde al SM, el valor 2 corresponde a una producción 2 veces más alta que el SM y así sucesivamente. En este caso la Figura 7.4 muestra un ejemplo del procedimiento para probar el código, utilizando únicamente los moldes de señal con distintos valores de  $\mu$ : 1, 2, 6, 10.

Como se muestra en la Figura 7.4, la distribución de masa invariante del sistema di-fotón resuena en la masa del Higgs para el proceso de señal, pues en éste efec-

tivamente el Higgs decae a dos fotones. Para valores elevados de  $\mu$  se observa una cantidad mayor de expectativa de eventos y para el SM = 1 se observa valores de expectativa de eventos menores.

El Figura 7.5 se generó un ajuste de ML utilizando la selección descrita en la sección 7.1. De acuerdo a la referencia [42], los valores 3.64 y 1 establecen límites de exclusión a 95 % ( $2\sigma$ ) y 68 % ( $1\sigma$ ) de confianza respectivamente. Siguiendo la técnica descrita en la sección 7.3 obtenemos un límite a 95 % de confianza con valor de 9.84. En este ajuste de ML no se toman en cuenta los diferentes ruidos resonantes y no resonantes. Esta técnica de exclusión de límites se implementa en el capítulo siguiente utilizando todos los ruidos resonantes y no resonantes, reproduciendo una situación muy similar a la que se obtiene de datos reales en el LHC.

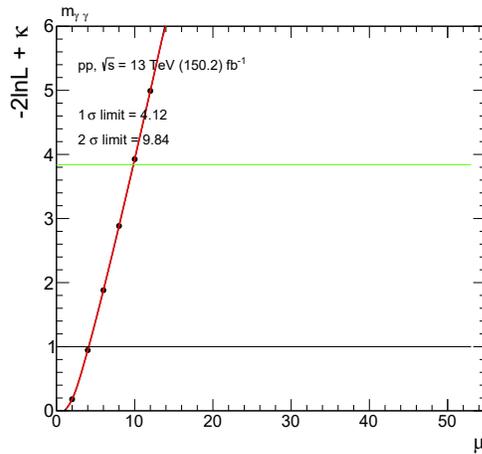


Figura 7.5: Ajuste de ML para la variable de la sensibilidad de la señal del  $\mu$ .

# Capítulo 8

## Resultados

### 8.1. Sensibilidad al proceso tHq

En la Figura 8.2, se puede observar la distribución de masa del sistema di-fotón  $m_{\gamma\gamma}$  reconstruido con la información simulada incluyendo la respuesta del detector CMS. El color rojo sólido indica la señal del proceso tHq por el SM. Las líneas de diferentes colores representan diferentes moldes de señal con distintos valores de  $\mu$ . Puede verse que para algunos moldes el valor de eventos esperados es mucho mayor que la señal tHq. Además se tomó en cuenta la contribución de los ruidos resonante indicados por los colores solidos y tambien el ruido no resonante difotónico representado por el color sólido amarillo, los cuales no se ven afectados por la variación de  $\mu$ . Se utilizó una función polinómica para describir la forma del ruido no resonante.

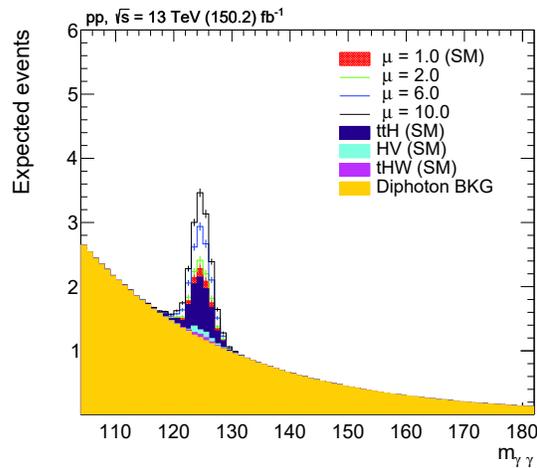


Figura 8.1: Distribución de masa para el proceso tHq con las diferentes contribuciones de los diferentes procesos de ruido.

Se realizó un ajuste de ML en función del parámetro de la fuerza de la señal  $\mu$  (tHq) como se muestra en la Figura 8.2. Como se indicó en el capítulo 7 similar a lo mencionado en la sección 7.3, se establecen límites superiores a 95 % de confianza para el parámetro  $\mu$ , comparando el modelo del SM con moldes que tienen distintos valores alternos de la producción de tHq o valores de  $\mu$ , esto se muestra en la Figura 8.2 donde no se ve ningún aumento significativo en la distribución entre 0 y 1 con la configuración del análisis desarrollado en este trabajo. Para la luminosidad de  $150.2fb^{-1}$  vemos que el límite a  $2\sigma$  es de 45.12, posteriormente veremos cuál es el efecto en los límites al aumentar la luminosidad.

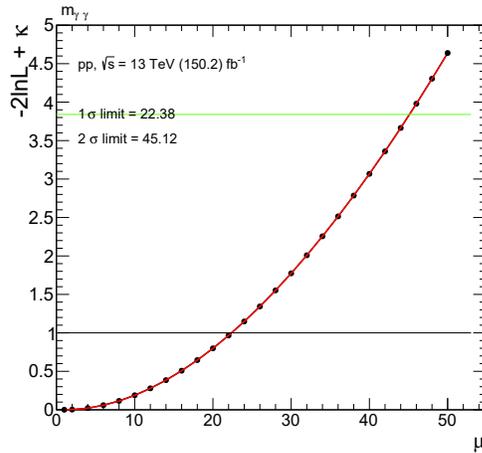


Figura 8.2: Scan de la sensibilidad de la señal del proceso tHq.

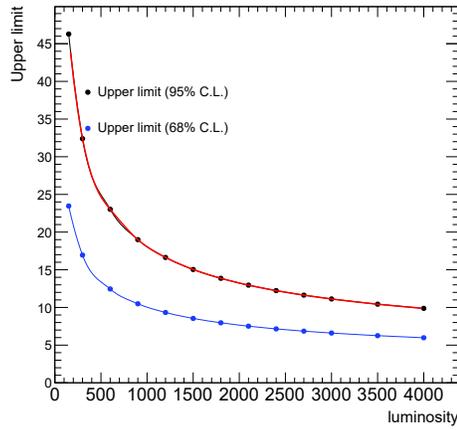
Al aumentar la luminosidad las diferentes muestras adquieren más eventos, según su sección transversal. Este incremento de eventos aumenta la capacidad de discernir entre distintos valores de  $\mu$ . Se repitió el ejercicio anterior pero en este caso se ajustó el área de las distribuciones de tal forma que son consistentes con luminosidades integradas más altas que se presentarán en futuras etapas del LHC.

En la Tabla 8.1 podemos ver las mejoras en los límites superiores de exclusión del proceso tHq, para valores de luminosidad de  $300fb^{-1}$  obtenemos un 30.68 % para el intervalo de confianza a 95 %. Podemos ver que al ir aumentando la luminosidad los límites se van mejorando hasta obtener una mejora muy alta como podemos ver para el valor de luminosidad de  $4000fb^{-1}$  se tiene una mejora de 80.39 % en el intervalo de confianza a 95 %.

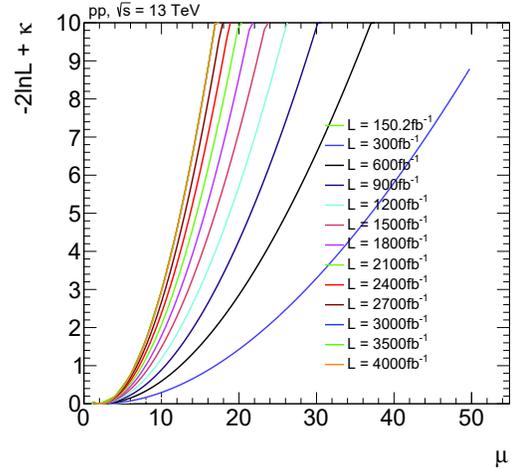
Luminosidad integrada $fb^{-1}$	$1\sigma$	$2\sigma$	Mejora con respecto al run II %
150.2	22.38	45.12	0
300.0	15.88	31.27	30.68
600.0	11.40	21.94	51.37
900.0	9.455	17.93	60.26
1200.0	8.30	15.57	65.48
1500.0	7.51	13.98	69
1800.0	6.93	12.81	71.59
2100.0	6.49	11.91	73.59
2400.0	6.13	11.19	75.19
2700.0	5.83	10.59	76.52
3000.0	5.58	10.09	77.63
3500.0	5.23	9.40	79.16
4000.0	4.963	8.84	80.39

Tabla 8.1: Resumen de los límites esperados para la variable  $\mu$ .

En la Figura 8.3 (a) se muestra la mejora de los límites a 68 % y 95 %, además de la evolución de los scan de ML al incrementar la luminosidad. Conforme la luminosidad incrementa podemos ver el efecto que esto genera en la distribución de likelihood de la Figura 8.3 (b), las distribuciones se van cerrando cada vez más y los límites superiores van mejorando.



(a)



(b)

Figura 8.3: Distribución sobre el progreso de los límites a  $1\sigma$  y  $2\sigma$  con respecto a la luminosidad (a). Evolución de los scan de ML para la variable  $\mu$  (b).

## 8.2. Límites sobre acoplamientos anómalos

Como vimos en la sección anterior solamente variabamos el valor de  $\mu$ , lo cual generaba un aumento en la producción del proceso tHq. En esta sección generamos nuevos moldes con diferentes valores de  $c_t$ , donde esperamos ver el efecto no solamente del proceso de interés pero ahora también en los diferentes procesos de ruido como ttH y tHW. La Figura 8.4 muestra distintos moldes del parámetro  $c_t$  con valores diferentes de 1. La variación del parámetro  $c_t$  también afecta la producción o área de los distintos ruidos como se muestra en las dependencias en la Figura 6.3.

En la figura 8.4, observamos la distribución de masa del sistema diphoton  $m_{\gamma\gamma}$  con el efecto de la variación del valor del parámetro de acoplamiento  $c_t$ . Para los diferentes valores de  $c_t \neq 1$  podemos observar incrementos en la producción de eventos, generando una separación entre los diferentes moldes. Sin embargo para el molde SM observamos valores muy bajos. En este caso los distintos moldes de  $c_t$  afectan a los ruidos resonantes también no solo a tHq, diferente a lo que sucede en la Figura 8.2.

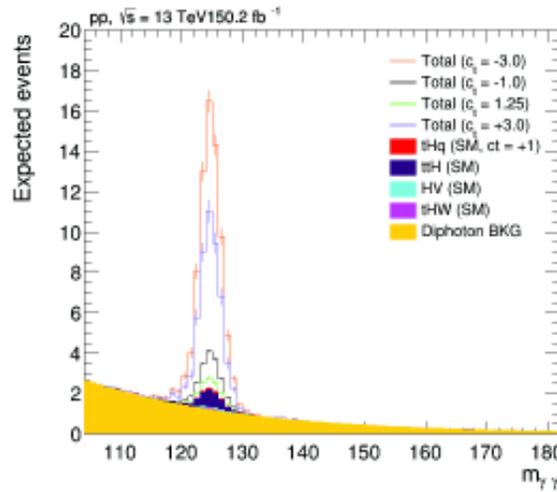


Figura 8.4: Distribución de masa para el proceso tHq con las diferentes contribuciones de los diferentes procesos de ruido y variaciones del parámetro  $c_t$ .

Se realizó un ajuste de ML para la variable masa que se muestra en la figura Figura 8.5, el SM tiene un valor de  $c_t = 1$ , sin embargo se observa que el resultado que obtenemos es una distribución con dos mínimos, se identifica que los moldes -1 y +1 tienen similitud, lo que ha resultado un reto en las investigaciones que se han realizado. Si hacemos una amplificación a una escala logarítmica podemos observar que existe una diferencia entre los mínimos, el efecto que se observa es producido por los ruidos resonantes y no resonantes.

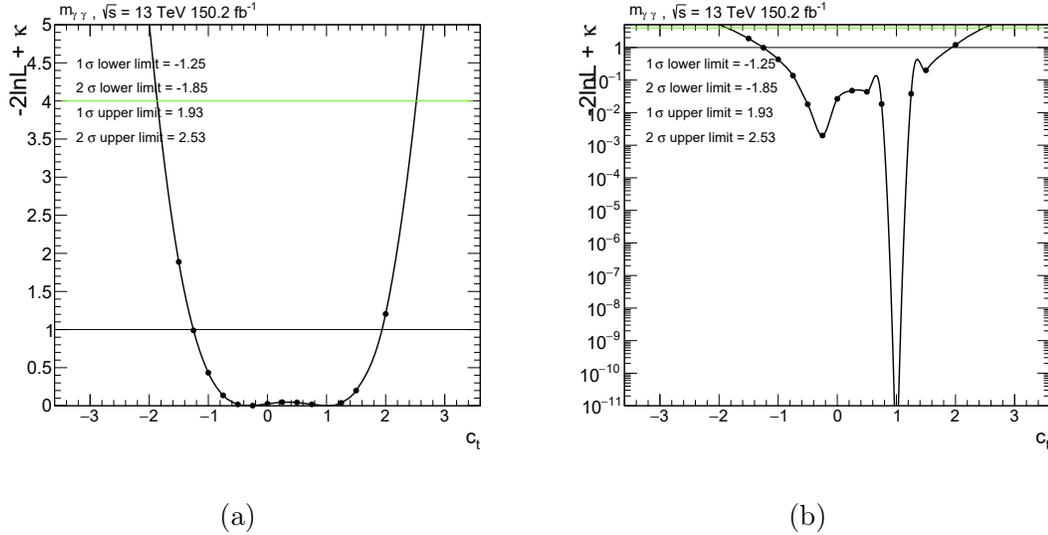


Figura 8.5: Scan de ML para la variable  $m_{\gamma\gamma}$  con las contribuciones de los diferentes procesos de ruido.

Similar al análisis de la fuerza de señal, se analizan escenarios con distintas luminosidades integradas. En la Tabla 8.2 se muestran los diferentes valores de luminosidad y las regiones de exclusión. Además podemos ver las mejoras en los límites a 95% y 68%. Si el valor de  $c_t = 1$  es correcto podríamos mejorar la precisión de la medición de este parámetro. Para valores de luminosidad de  $300 fb^{-1}$  obtendríamos una mejora de 13.83% en la región de exclusión a 95%. Podemos ver que al ir aumentando la luminosidad los límites van mejorando hasta obtener una mejora muy alta como podemos ver para el valor de una luminosidad de  $3000 fb^{-1}$  obtendríamos una mejora de 41.1% en la región de exclusión a 95%.

Luminosidad integrada	Lower limit $1\sigma$	Lower limit $2\sigma$	Upper limit $1\sigma$	Upper limit $2\sigma$	Mejora con respecto al run II %
150.2	-1.25	-1.85	1.93	2.53	0
300.0	-1.03	-1.50	1.71	2.18	13.83
600.0	-0.86	-1.24	1.54	1.91	24.50
900.0	-0.78	-1.10	1.46	1.78	29.64
1200.0	-0.73	-1.02	1.41	1.70	32.80
1500.0	-0.69	-0.96	1.37	1.64	35.17
1800.0	-0.67	-0.92	1.34	1.60	36.75
2100.0	-0.64	-0.88	1.32	1.56	38.33
2400.0	-0.63	-0.85	1.30	1.53	39.52
2700.0	-0.61	-0.83	1.29	1.51	40.31
3000.0	-0.60	-0.81	1.28	1.49	41.1

Tabla 8.2: Resumen de los límites esperados para el parametro  $c_t$ .

En la Figura 8.6 (a) se observa la evolución del scan de ML a medida que la luminosidad incrementa, además se puede ver que la ambigüedad del valor de  $c_t$  sigue presente, por lo que sugiere pensar que se necesita investigar con más detalle cómo eliminar la parte izquierda de la distribución en la Figura 8.6 (b).

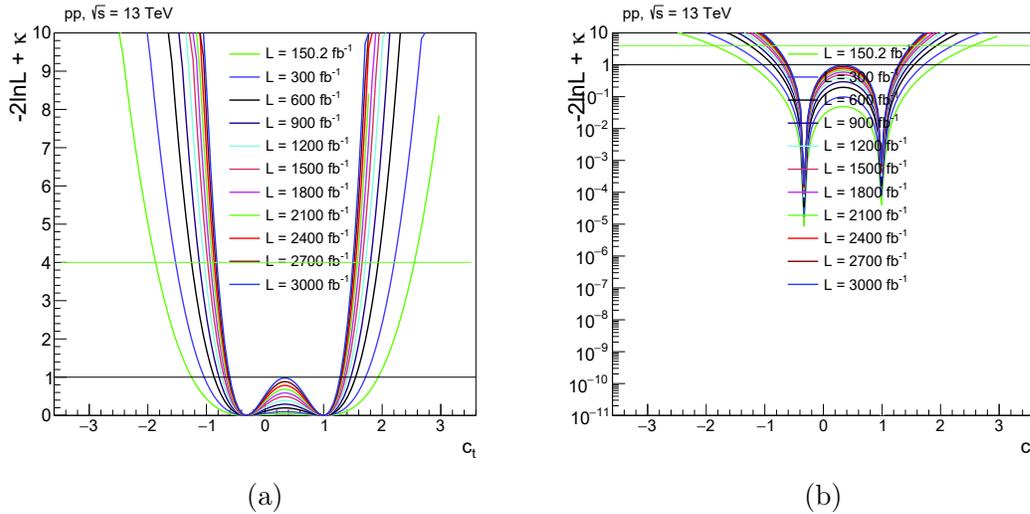


Figura 8.6: Evolución del scan de ML para la variable  $c_t$ .

En la Figura 8.7 se muestra la evolución de los límites que se muestran en la Tabla 8.2 a 68 % y 95 % al incrementar la luminosidad.

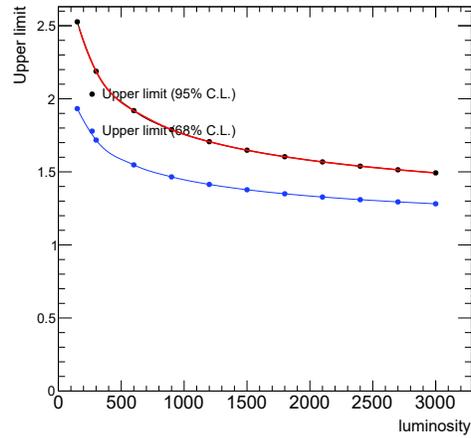


Figura 8.7: Distribución del progreso de los límites superiores a  $1\sigma$  y  $2\sigma$  con respecto a la luminosidad.

# Capítulo 9

## Conclusiones

Se ha descrito una investigación del acoplamiento del top quark y la sensibilidad de la señal en la producción del bosón de Higgs en asociación con un top quark. Respecto a este rubro se ha encontrado que es posible una mejora de sensibilidad a una luminosidad de  $300fb^{-1}$  de al menos 30.68 % con respecto a los límites que se observan en la sección transversal de este proceso durante la operación del LHC que corresponde al intervalo 2015-2018. Cabe destacar que la selección aún puede refinarse más y por lo tanto la observación de este proceso puede ocurrir mucho antes de que termine el Run 3, sin embargo el porcentaje de mejora podría comportarse de forma similar aunque varíe la selección que se utilice.

En la segunda parte de este análisis se investiga el sondeo de nueva física a través de moldes con distintos valores de acoplamiento de Yukawa, el cual afecta también a los ruidos de fondo. En este rubro se concluye que es posible una mejora en el grado de exclusión del acoplamiento de Yukawa a una luminosidad de  $300fb^{-1}$  de al menos 13.83 % en los límites superiores, en el escenario que es consistente con  $c_t = 1$  (SM).

Para el acoplamiento del bosón de Higgs con los fermiones, la simulación no favorece a un valor, por lo que el problema de poder diferenciar entre el valor del parámetro  $c_t$  sigue siendo un desafío. Se han identificado retos para esta búsqueda uno es la contribución y discriminación en contra de  $t\bar{t}H$ , otro es la presencia no despreciable de ruido no resonante y la presencia de dos mínimos en el caso  $c_t$ .

La proyección para el HL-LHC se realiza bajo el supuesto de una energía de haz de  $\sqrt{s} = 13$  TeV, aunque un aumento de la energía del centro de masa a  $\sqrt{s} = 14$  TeV es inminente en los próximos años, lo que aumentaría la sensibilidad sobre los parámetros descritos aún más.

# Referencias

- [1] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, 2012. arXiv: [1207.7235 \[hep-ex\]](#).
- [2] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, 2012. arXiv: [1207.7214 \[hep-ex\]](#).
- [3] D. Griffiths, *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons, 2008.
- [4] M. Thomson, *Modern particle physics*. Cambridge University Press, 2013.
- [5] F. Englert y R. Brout, “Broken symmetry and the masses of gauge vector mesons”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, págs. 321-323, 1964. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.321](#). dirección: <http://cds.cern.ch/record/641592>.
- [6] P. W. Higgs, “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, págs. 508-509, 16 oct. de 1964. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.508](#). dirección: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>.
- [7] G. Guralnik, C. Hagen y T. Kibble, “Global Conservation Laws and Massless Particles”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, J. Taylor, ed., págs. 585-587, 1964. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.585](#).
- [8] A. Vicente, *Phenomenology of supersymmetric neutrino mass models*, 2011. arXiv: [1104.0831 \[hep-ph\]](#).
- [9] S. Chatrchyan y col., “The CMS Experiment at the CERN LHC”, *JINST*, vol. 3, S08004, 2008. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08004](#).
- [10] B. R. Martin y G. Shaw, *Particle physics*. John Wiley & Sons, 2017.
- [11] *Cern complex*. dirección: <https://home.cern/science/accelerators/accelerator-complex/panoramas> (visitado 12-05-2020).
- [12] *LHC report: make way for the heavy ions*, modificado: 12/05/2020. dirección: <https://home.cern/news/news/accelerators/lhc-report-make-way-heavy-ions> (visitado 12-05-2020).
- [13] *CMS Public-Luminosity Information*. dirección: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults> (visitado 12-05-2020).
- [14] M. Jeitler, “The upgrade of the CMS trigger system”, vol. 9, ago. de 2014. DOI: [10.1088/1748-0221/9/08/C08002](#).

- [15] S. Moran y P. Lorenzo, “Using the Grid for Satellite Imagery with UNOSAT”, nov. de 2020.
- [16] T. Sakuma, “Cutaway diagrams of CMS detector”, mayo de 2019. dirección: <http://cds.cern.ch/record/2665537>.
- [17] *CMS no observa el efecto magnético quiral sugerido por STAR y ALICE*. dirección: <http://francis.naukas.com/2017/06/21/cms-no-observa-efecto-magnetico-quiral-sugerido-star-alice/> (visitado 12-05-2020).
- [18] *The HL-LHC project*. dirección: <https://hilumilhc.web.cern.ch/content/hl-lhc-project> (visitado 12-05-2020).
- [19] M. Tanabashi y col., “Review of Particle Physics”, *Phys. Rev. D*, vol. 98, n.º 3, pág. 030001, 2018. DOI: [10.1103/PhysRevD.98.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001).
- [20] *LHC Higgs Cross Section Working Group*. dirección: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHXSWG> (visitado 12-05-2020).
- [21] ATLAS Collaboration, *Observation of Higgs boson production in association with a top quark pair at the LHC with the ATLAS detector*, 2018. arXiv: [1806.00425 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1806.00425).
- [22] CMS Collaboration, *Observation of  $t\bar{t}H$  production*, 2018. arXiv: [1804.02610 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1804.02610).
- [23] *The Higgs boson*. dirección: [https://atlas.physicsmasterclasses.org/en/zpath\\_hboson.htm](https://atlas.physicsmasterclasses.org/en/zpath_hboson.htm) (visitado 12-05-2020).
- [24] S. Dittmaier y M. Schumacher, “The Higgs boson in the Standard Model-From LEP to LHC: Expectations, Searches, and Discovery of a Candidate”, vol. 70, págs. 1-54, 2013, ISSN: 0146-6410. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.pppnp.2013.02.001>. dirección: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641013000033>.
- [25] *Summaries of CMS cross section measurements*. dirección: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsCombined> (visitado 12-05-2020).
- [26] *ROOT a Data Analysis Framework: ROOT a Data analysis Framework*. dirección: <https://root.cern.ch/>.
- [27] S. Höche, *Introduction to parton-shower event generators*, 2015. arXiv: [1411.4085 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1411.4085).

- [28] *Particle Physics University of Birmingham*. dirección: <http://www.ep.ph.bham.ac.uk/index.php?page=exp/H1/index> (visitado 12-05-2020).
- [29] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne y G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, 2009. arXiv: [0901.0002](https://arxiv.org/abs/0901.0002) [[hep-ph](#)].
- [30] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H. S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli y M. Zaro, *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, 2014. arXiv: [1405.0301](https://arxiv.org/abs/1405.0301) [[hep-ph](#)].
- [31] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen y P. Z. Skands, *An Introduction to PYTHIA 8.2*, 2014. arXiv: [1410.3012](https://arxiv.org/abs/1410.3012) [[hep-ph](#)].
- [32] J. de Favereau, C. Delaere, P. Demin, A. Giammanco, V. Lemaître, A. Mertens y M. Selvaggi, “DELPHES 3: a modular framework for fast simulation of a generic collider experiment”, *Journal of High Energy Physics*, vol. 2014, 57, pág. 57, feb. de 2014. DOI: [10.1007/JHEP02\(2014\)057](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2014)057). arXiv: [1307.6346](https://arxiv.org/abs/1307.6346) [[hep-ex](#)].
- [33] GEANT4 Collaboration, “GEANT4—a simulation toolkit. GEANT4. A Simulation toolkit”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A*, vol. 506, n.º CERN-IT-2002-003. SLAC-PUB-9350. 3, 250-303. 54 p, jul. de 2002. DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). dirección: <https://cds.cern.ch/record/602040>.
- [34] Fink, Simon, “Probing the Top-Yukawa Coupling by Searching for Associated Higgs Boson Production with a Single Top Quark at the CMS Experiment”, presented 08 Jul 2016, 2016. DOI: [10.5445/IR/1000057819](https://doi.org/10.5445/IR/1000057819). dirección: <https://cds.cern.ch/record/2300280>.
- [35] CMS Collaboration, *Combined measurements of Higgs boson couplings in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, 2018. arXiv: [1809.10733](https://arxiv.org/abs/1809.10733) [[hep-ex](#)].
- [36] A. M. Sirunyan y col., “Measurement of the semileptonic  $t\bar{t}$  gamma production cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, 2017.
- [37] Chatrchyan et al, “Search for Large Extra Dimensions in the Diphoton Final State at the Large Hadron Collider”, *Journal of High Energy Physics*, vol. 2011, pág. 085, ago. de 2011.
- [38] Gleisberg et al., “Event generation with SHERPA 1.1”, *JHEP*, vol. 02, pág. 007, 2009. DOI: [10.1088/1126-6708/2009/02/007](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/02/007). arXiv: [0811.4622](https://arxiv.org/abs/0811.4622) [[hep-ph](#)].

- [39] I. Narsky y F. C. Porter, *Statistical analysis techniques in particle physics: Fits, density estimation and supervised learning*. Weinheim, Germany: Wiley-VCH, 2014.
- [40] O. Behnke, K. Kröninger, T. Schörner-Sadenius y G. Schott, eds., *Data analysis in high energy physics: A practical guide to statistical methods*. Weinheim, Germany: Wiley-VCH, 2013.
- [41] Viraj Thakkar, “Machine Learning Applications in High Energy Physics and Dark Matter Search”, 2019. dirección: <https://www.virajthakkar.com/machine-learning-app-high-energy>.
- [42] J. B. et al., “Statistics”, *Phys. Rev. D*, vol. 98, 2018. DOI: [10.1103/PhysRevD.98.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001). dirección: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>.