



UNIVERSIDAD DE SONORA
DIVISIÓN DE CIENCIAS EXACTAS Y
NATURALES

DEPARTAMENTO DE INVESTIGACIÓN EN
FÍSICA

Development of the leptonic tHq Higgs production
tagger in the diphoton decay mode

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

Presenta:

ANTONIO PAREDES SOTELO

DIRECTOR DE TESIS:

DR. JAVIER ALBERTO MURILLO QUIJADA

HERMOSILLO, SONORA

Agosto 2022

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

Se estudió la capacidad de detección futura de la producción del Higgs en modalidad tHq haciendo uso de una preselección estándar ya usada en análisis previos dentro del contexto de la colaboración Compact Muon Solenoid (CMS) del CERN. En particular se utilizó una red conformada de capas de tipo Long Short-Term Memory (LSTM) la cual se genera utilizando la paquetería de análisis de TensorFlow. También se utilizó el paquete Toolkit for Multivariate Data Analysis (TMVA) para entrenar árboles de decisión de tipo boosted (BDT). Los métodos predictivos resultantes se utilizaron para suprimir el ruido resonante $t\bar{t}H$ y no resonante en 35.30 % y 22.34 % respectivamente. Utilizando la distribución de masa del Higgs reconstruida esperada por el modelo estándar (SM), se establecieron límites superiores de exclusión sobre la fuerza de señal (μ) de 10.2 y 21.8 a 68 % y 95 % de confianza (C.L.) a una luminosidad de 150.2 fb^{-1} . Adicionalmente dichos límites se reducen en 94.27 % al incrementar la luminosidad a 4000 fb^{-1} consistente con lo esperado para la etapa de alta luminosidad del LHC (HL-LHC). Al final se analizó el escenario de reducción de ruidos en un 90 % y se obtuvo que el límite a 2σ se reduce en un 96.78 % y el límite inferior alcanza un nivel de exclusión de 2σ para el caso $\mu = 0$ a una luminosidad de 4000 fb^{-1} .

Abstract

The future detection capacity of Higgs production in $t\bar{t}H$ mode was studied using a standard preselection already used in previous analyzes within the context of the Compact Muon Solenoid (CMS) collaboration on CERN. In particular, a neural network made up of Long Short-Term Memory (LSTM) layers was used, which is generated using the TensorFlow analysis package. The Toolkit for Multivariate Data Analysis (TMVA) package was also used to train boosted decision trees (BDT). The resulting predictive methods were used to suppress the resonant $t\bar{t}H$ and nonresonant noise by 35.30% and 22.34%, respectively. Using the expected reconstructed Higgs mass distribution by the standard model (SM), exclusion upper limits were set on the signal strength (μ) of 10.2 and 21.8 at 68% and 95% confidence (C.L.) at a luminosity of 150.2 fb^{-1} . Additionally, these limits are reduced by 94.27% by increasing the luminosity to 4000 fb^{-1} consistent with what is expected for the high luminosity stage of the LHC (HL-LHC). In the end, a 90% noise reduction scenario was analyzed and it was obtained that the limit at 2σ is reduced by 96.78% and the lower limit reaches an exclusion level of 2σ for the case $\mu = 0$ at a luminosity of 4000 fb^{-1} .

Reconocimientos

Quiero agradecer especialmente a mis padres Edgar e Idalia, por todo el apoyo que me han brindado durante toda mi vida.

Agradezco a mi hermano Edgar y hermana Idalia por aguantarme tanto, ya que sin ellos no hubiera podido tener la motivación necesaria para seguir estudiando durante estos tiempos difíciles.

Agradezco al Dr. Javier Alberto Murillo Quijada por darme la oportunidad de trabajar con él durante la maestría y tesis de licenciatura. Su constante apoyo y asesoramiento me ha ayudado tanto en mi crecimiento profesional como personal.

Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo económico necesario para lograr este grado académico.

Índice general

Resumen	i
Reconocimientos	iv
Lista de Tablas	vii
Lista de Figuras	x
Acrónimos	xi
1. Introducción	1
2. Modelo estándar de la física de partículas	3
2.1. Partículas elementales e interacciones fundamentales	3
2.2. Mecanismo de Higgs	8
2.3. Física del Higgs	10
2.4. Modos de producción del bosón de Higgs	10
2.5. Decaimientos del bosón de Higgs	12
3. Complejo experimental en el laboratorio CERN	14
3.1. El gran colisionador de hadrones (LHC)	14
3.2. Solenoide compacto de muones (CMS)	19
4. Simulación	23
4.1. Herramientas computacionales	23
4.2. Simulación de eventos	24
4.3. Generadores de eventos	28
4.4. Simulación de respuesta de detector	29
5. Producción de Higgs en asociación con un top quark	31
5.1. Producción del Higgs en la modalidad tHq	31
5.1.1. Decaimiento del top quark	32
5.1.2. Aspectos característicos de tHq a nivel truth	33
5.2. Acoplamientos anómalos	34
5.3. Procesos de ruido de fondo	36

6. Técnicas de análisis	37
6.1. Estrategia de análisis	37
6.1.1. Muestras simuladas de señal	38
6.1.2. Muestras simuladas de fondo	38
6.2. Modelo de secciones eficaces simplificadas	39
6.3. Selección de Eventos	40
6.4. Generación de moldes de μ	42
6.5. Análisis Multivariable	44
6.5.1. Boosted Decision Tree	44
6.5.2. Redes neuronales	46
6.5.3. Rendimiento del algoritmo clasificador	48
6.6. Entrenamiento de métodos multivariados	49
6.6.1. Observables a entrenar	49
6.6.2. Entrenamiento tHq vs $t\bar{t}H$	54
6.6.3. Entrenamiento tHq vs Ruido no resonante	56
6.7. Método de Máxima Verosimilitud	60
6.8. Optimización 2-Dimensional	62
7. Resultados	64
7.0.1. Aplicación de métodos de aprendizaje óptimos a la selección	64
7.0.2. Extrapolación a HL-LHC	66
7.0.3. Escenario de reducción de ruidos	67
8. Conclusiones	69
Referencias	71
A. Variables adicionales: tHq vs ttH	76
B. Variables adicionales: tHq vs ruido no resonante	80

Lista de Tablas

2.1. Fermiones del SM	4
2.2. Interacciones fundamentales	7
7.1. Resumen de las proporciones de señal y ruidos antes y después de la optimización.	65
7.2. Resumen de la significancia de señal antes y después de la optimización.	66

Lista de Figuras

2.1.	Constante de acoplamiento fuerte α_s en función de la energía de la interacción	5
2.2.	Representación gráfica del potencial de Higgs	9
2.3.	Secciones transversales de la producción del bosón de Higgs y relaciones de ramificación de descomposición	10
2.4.	Diagramas de Feynman de los mecanismos de producción del bosón de Higgs	11
2.5.	Decaimientos del bosón de Higgs	12
3.1.	Complejo de aceleradores en el CERN	15
3.2.	Luminosidad integrada proporcionada por el LHC y acumulada por CMS.	17
3.3.	Múltiples colisiones de pp en un cruce de partículas en CMS	17
3.4.	Detectores de partículas del LHC	19
3.5.	Esquema del detector CMS	20
3.6.	Esquema de la configuración geométrica de CMS	22
4.1.	Proceso de generación de eventos	25
4.2.	Representación de los constituyentes un protón.	26
4.3.	PDFs del protón.	27
4.4.	Etapas de la generación de eventos.	30
5.1.	Diagramas de Feynman del proceso tHq a LO	32
5.2.	Distribuciones características del proceso tHq	33
5.3.	Secciones transversales de producción para los procesos tHq, $t\bar{t}H$ y tHW en función de c_t	35
5.4.	Diagramas de Feynman de los procesos de ruido no resonantes	36
6.1.	Diagrama de estrategia del análisis	38
6.2.	Esquema del modelo de secciones eficaces simplificadas	40
6.3.	Histograma de masa reconstruida del sistema di-fotón	42
6.4.	Histogramas de masa reconstruida del sistema di-fotón con moldes de señal aumentada.	43
6.5.	Diagrama de un árbol de decisión	45

6.6.	Diagrama de una red neuronal	47
6.7.	Diagrama de una red neuronal de tipo LSTM	48
6.8.	Ejemplo de curvas de ROC	49
6.9.	Variable de entrenamiento: multiplicidad de jets	51
6.10.	Variable de entrenamiento: multiplicidad de jets centrales	52
6.11.	Variable de entrenamiento: pseudorapidez del leptón	53
6.12.	Variable de entrenamiento: pseudorapidez del jet delantero	53
6.13.	Curvas de ROC para diferentes métodos multivariantes	55
6.14.	Curvas de ROC con los mejores métodos de redes neuronales para tHq vs $t\bar{t}H$ y respuesta del método multicapa LSTM	56
6.15.	Curvas de ROC para diferentes métodos multivariantes	57
6.16.	Curvas de ROC con los mejores métodos de redes neuronales para tHq vs ruido no resonante y respuesta de BDT	58
6.17.	Variables de entrenamiento del tercer b-jet y variable de discriminación del tercer jet	59
6.18.	Histograma de masa reconstruida del sistema di-fotón con moldes de señal aumentada y curva de likelihood.	61
6.19.	Gráfica dos dimensional de la respuesta del método LSTM de Tensor- flow y BDT	62
6.20.	Gráfica dos dimensional de la respuesta del método LSTM de Tensor- flow y BDT con region optima de cortes	63
7.1.	Histograma de masa reconstruida del sistema di-fotón y curva de like- lihood con optimización.	65
7.2.	Histograma de masa reconstruida del sistema di-fotón y curva de like- lihood a una luminosidad de 4000 fb^{-1}	66
7.3.	Histograma de masa reconstruida del sistema di-fotón y curva de like- lihood a una luminosidad de 4000 fb^{-1} con una reducción de ruidos.	68
A.1.	Variables para la discriminación de señal tHq vs ttH	76
A.2.	Variables para la discriminación de señal tHq vs ttH	77
A.3.	Variables para la discriminación de señal tHq vs ttH	78
A.4.	Variables para la discriminación de señal tHq vs ttH	79
B.1.	Variables para la discriminación de señal tHq vs ruido no resonante	80
B.2.	Variables para la discriminación de señal tHq vs ruido no resonante	81
B.3.	Variables para la discriminación de señal tHq vs ruido no resonante	82

B.4. Variables para la discriminación de señal tHq vs ruido no resonante . 83

Acrónimos

BDT Boosted Decision Tree (Árbol de decisión de tipo boosted).

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

CMS Compact Muon Solenoid (Solenoides Compacto de Muones).

ECAL Electromagnetic calorimeter (Calorímetro electromagnético).

EW Electroweak (Electrodébil).

HCAL Hadron Calorimeter (Calorímetro hadrónico).

LSTM Long short-term memory (Memoria a largo y corto plazo).

QCD Quantum Chromodynamics (Cromodinámica Cuántica).

QED Quantum Electrodynamics (Electrodinámica Cuántica).

QFT Quantum Field Theory (Teoría cuántica de campos).

QGP Quark-Gluon Plasma (Plasma de quarks-gluones).

SM Standard Model (Modelo estándar).

TMVA Tool Kit Multivariable Analysis (Tool kit para análisis multivariable).

Capítulo 1

Introducción

El campo de la física de altas energías ha progresado mucho en los últimos años probando las predicciones del Modelo Estándar (SM por sus siglas en inglés) de la física de partículas que describe las interacciones de los bloques fundamentales en la naturaleza. En 2012, las colaboraciones CMS y ATLAS publicaron el descubrimiento de una nueva partícula con una masa de alrededor de 125 GeV [1, 2], consistente con un bosón de Higgs. Este hecho sin duda marcó el inicio de una nueva era en la física de altas energías. Desde el hallazgo del bosón de Higgs, uno de los objetivos de los físicos de partículas 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).

Las mediciones de sección transversal σ , que se han realizado desde el inicio de la operación del LHC han sido consistentes con el SM. Por ejemplo, la producción del Higgs en asociación con dos top quarks ($t\bar{t}H$), tiene una tasa de producción de 1% con respecto a la producción total del Higgs. Dicho proceso fue apenas observado en el año 2018 por los experimentos CMS [3] y ATLAS [4]. La tasa de producción observada del proceso $t\bar{t}H$ fue exactamente como es esperado en el SM. Actualmente se buscan procesos aún más raros en términos de su producción esperada, como es el caso de la producción del Higgs en asociación con un solo top quark y un quark adicional (tHq) que se estudia en esta tesis. El SM espera que este proceso tenga solo 0.1% de la producción total, sin embargo, en la actualidad no se cuenta con evidencia de que dicho proceso ocurra. Se han realizado esfuerzos para una medición de este proceso [5]. Un aspecto interesante por verificar además de si el proceso ocurre, es si la velocidad de ocurrencia es más alta o baja de lo que espera SM. En el primer caso la evidencia de dicho proceso se alcanzaría más rápidamente y significaría una discrepancia entre los datos y el SM.

Para realizar comparaciones cuantitativas entre predicciones teóricas y datos observados, es necesario el uso de simulaciones computacionales de los fenómenos físicos. Al buscar discrepancias entre los datos simulados y los datos reales se puede investigar cualquier signo de desacuerdo entre las teorías actuales. 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 del CERN, LXPLUS 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.

Esta tesis está organizada de la siguiente manera: en los capítulos del 2-3 se presenta una introducción al SM, las interacciones y partículas descritas por él, se describe la física relacionada a la producción y decaimientos del bosón de Higgs y se proporciona una breve descripción de la configuración experimental del detector CMS. En el capítulo 4 se presenta una descripción de las herramientas computacionales que fueron utilizadas en esta tesis y se describe la simulación de colisiones y respuesta de detector. Se presenta la búsqueda de la producción tHq, las características de la señal del proceso tHq y finalmente procesos que funcionan como ruido en el capítulo 5. La estrategia del análisis viene descrita en el capítulo 6, aquí se explica el 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. Para finalizar los resultados de este análisis se muestran en el capítulo 7 y las conclusiones en el capítulo 8.

Capítulo 2

Modelo estándar de la física de partículas

El modelo estándar de la física de partículas es el modelo teórico que representa el estado actual del conocimiento que describe las interacciones entre las partículas elementales a través de tres de las cuatro fuerzas fundamentales. El SM llegó a su punto culminante con el descubrimiento del bosón de Higgs en 2012. La física de partículas busca comprender la naturaleza fundamental del universo y los componentes básicos de la materia creada después del Big Bang. Aunque la teoría ha tenido mucho éxito, solo describe el $\approx 4\%$ del universo conocido. Por lo tanto, científicos de todo el mundo buscan constantemente respuestas a preguntas sobre materia oscura, energía oscura, antimateria y más, para expandir el conocimiento del mundo fundamental.

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 [6, 7].

2.1. Partículas elementales e interacciones fundamentales

El modelo estándar de la física de partículas es una teoría cuántica de campos tan compleja que una descripción detallada quedaría fuera del alcance de esta tesis, pero que es tema de muchos libros de texto diferentes [6-9]. 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 de norma que 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. Un ejemplo de una transformación de norma en la electrodinámica clásica serían las transformaciones que pueden experimentar los potenciales vectorial \mathbf{A} y escalar V , pero que dejan invariante a los campos físicos \mathbf{E} y \mathbf{B} y por lo tanto a las ecuaciones de Maxwell.

Las partículas con espín semientero son clasificadas como fermiones ya que obedecen la estadística de Fermi-Dirac y se clasifican en dos familias, quarks y leptones. En la Tabla 2.1 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 2.1, 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 (e)	Masa/GeV	Partícula	Q (e)	Masa/GeV
Primera generación	electrón (e)	-1	0.0005	down (d)	-1/3	0.003
	neutrino electrón (ν_e)	0	$< 10^{-9}$	up (u)	+2/3	0.005
Segunda generación	muon (μ)	-1	0.106	strange (s)	-1/3	0.1
	neutrino muon (ν_μ)	0	$< 10^{-9}$	charm (c)	+2/3	1.3
Tercera generación	tau (τ)	-1	1.78	bottom (b)	-1/3	4.5
	neutrino tau (ν_τ)	0	$< 10^{-9}$	top (t)	+2/3	174

Tabla 2.1: Fermiones del SM agrupados en las diferentes generaciones junto con algunas de sus propiedades más relevantes como la carga y masa [10].

La Cromodinámica cuántica (QCD) 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. La figura 2.1 muestra la dependencia de la constante α_s con la energía de interacción. La constante α_s de la interacción fuerte refleja la intensidad de las interacciones entre conjuntos de partículas. A altas energías α_s es pequeña, lo que significa que la fuerza de la interacción es débil por lo tanto se da la libertad asintótica entre quarks.

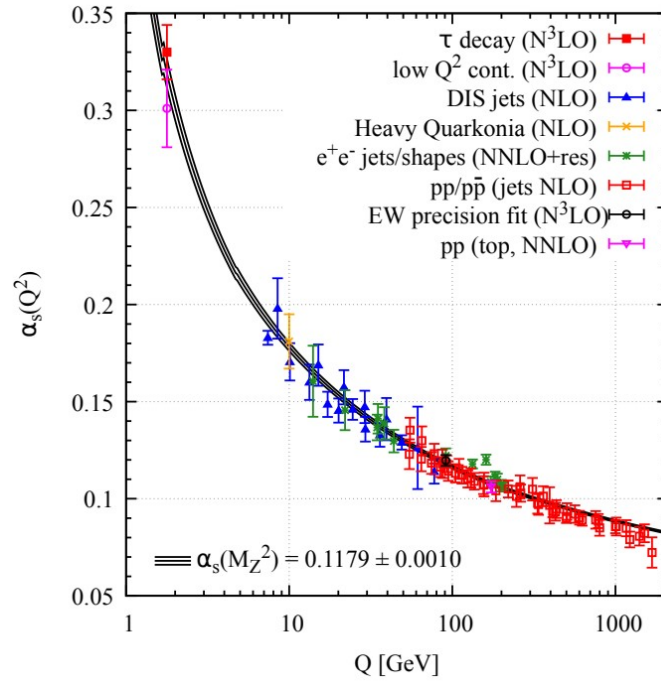


Figura 2.1: Constante de acoplamiento fuerte α_s en función de la energía de la interacción [10].

Cuando la distancia entre dos quarks es muy grande (α_s aumenta) 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 y como comúnmente 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 agrupación 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, también existen estados compuestos de un par quark-antiquark 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), muon (μ) y el tau (τ) no poseen una carga de color pero tienen carga eléctrica de $-1e$, además los neutrinos (e, μ , τ) son eléctricamente neutros y solo interactúan con la fuerza débil, en el caso del electrón, muon y tau interactúan con la fuerza electromagnética y débil.

Las interacciones que se dan entre los fermiones son a través de tres fuerzas como la interacción Electromagnética, la interacción Fuerte y la interacción Débil. Una breve descripción de estas interacciones se muestra en la siguiente lista:

- 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 β 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 los bosones W^\pm con carga $+1e$ y $-1e$ respectivamente y el bosón Z^0 , eléctricamente neutro.

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

$SU(2) \otimes U(1)$. 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.

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 2.2.

Tipo de interacción	Mediador	Masa[GeV]	Actúa sobre	Spin	Rango (m)
electromagnética	fotón (γ)	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 2.2: Fuerzas fundamentales y sus mediadores.

2.2. Mecanismo de Higgs

El mecanismo responsable de explicar cómo las partículas adquieren la propiedad de masa fue desarrollado por Englert, Brout, Higgs, Guralnik, Hagen y Kibble [11-13]. Una revisión más detallada del tema se puede encontrar en [7]. Empezando con el lagrangiano para un campo escalar:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_u\phi)(\partial^u\phi) + V(\phi) \quad (2.2)$$

Este mecanismo introduce un campo escalar ϕ , con el potencial:

$$V(\phi) = -\frac{\mu^2}{2}\phi^2 + \frac{\lambda}{2}\phi^4 \quad (2.3)$$

donde μ tiene unidades de masa y λ es adimensional y se le conoce como el auto acoplamiento del Higgs, estos dos parámetros definen la forma del potencial y son parámetros libres del SM. En la figura 2.2 se puede ver la forma del potencial. 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 entonces para que el potencial tenga un mínimo finito, λ debe ser positivo. En el caso en que μ se elija como positivo, el potencial resultante tendrá la forma que se muestra en la figura 2.2 (a), aquí se tiene un mínimo en $\phi = 0$. Si tomamos a $\mu < 0$ el potencial tomará la forma como se muestra en la figura 2.2 (b) y como consecuencia el estado de energía más bajo no ocurrirá en $\phi = 0$ por lo que se dice que el campo obtiene un valor esperado en el vacío distinto de cero:

$$\phi = \pm v = \pm\sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (2.4)$$

La elección del estado de vacío rompe la simetría del lagrangiano 2.2, el cambio que se muestra en la figura 2.2 (a) a 2.2 (b) es el rompimiento espontáneo de la simetría, situación que se presentó en algún momento después del Big Bang.

Los términos de masa correspondientes a los bosones W^\pm y Z^0 aparecen en el tercer término \mathcal{L}_{Higgs} de la expresión del lagrangiano 2.1, 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 boso-

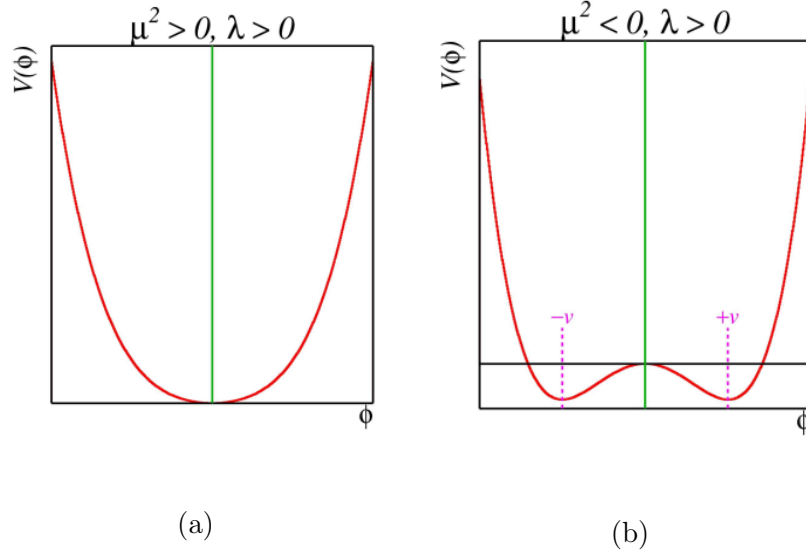


Figura 2.2: Representación gráfica del potencial de Higgs [14].

nes 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:

$$y_f = \sqrt{2} \frac{m_f}{v} \quad (2.5)$$

El top quark con una masa medida de $m_t = 173,2$ GeV, el acoplamiento top-Yukawa resulta sorprendentemente ser $y_t \approx 1$. El acoplamiento top-Yukawa es de especial interés cuando se busca física más allá del modelo estándar, ya que podría insinuar nueva física.

2.3. Física del Higgs

En esta sección 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. La mayor parte del material se basa en el contenido de la referencia [10].

2.4. 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 2.3 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 ($t\bar{t}H$). Los diagramas de Feynman para cada uno de estos procesos se muestran en la figura 2.4.

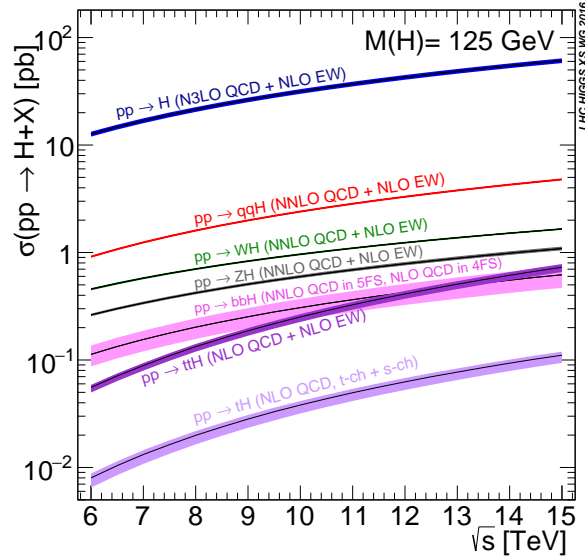


Figura 2.3: Secciones transversales de producción del bosón de Higgs en función de la energía del centro de masa [15].

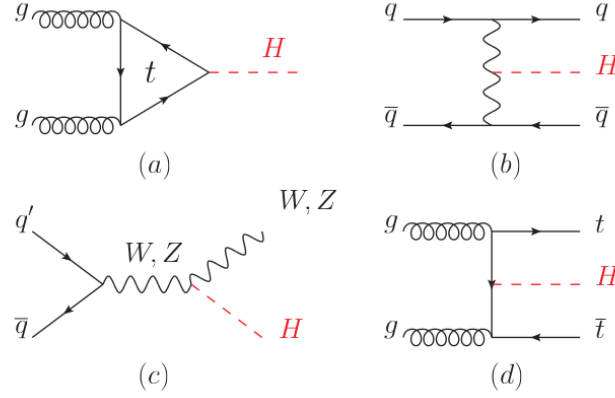


Figura 2.4: Diagramas a primer orden para los mecanismos de producción del bosón de Higgs: (a) fusión de gluones, (b) fusión de bosones de vectores (VBF), (c) producción asociada a W y Z y (d) producción asociada a $t\bar{t}H$ [10].

En la figura 2.3 las curvas representan las secciones transversales de producción del Higgs en función de la energía del centro de masa para una masa de 125 GeV para los diferentes modos de producción. El proceso de fusión de gluones ggF es el modo de producción más dominante en la producción del Higgs. Seguido por la fusión de bosones vectoriales VBF, una característica de este proceso es la emisión de un quark y un antiquark mediada por bosones W^\pm o Z^0 .

Después se tiene la producción del bosón de Higgs en asociación con un bosón W^\pm o Z^0 el cual se da cuando en el estado inicial un quark y un antiquark se aniquilan para formar un bosón débil. En este proceso los quarks iniciales dan lugar a un bosón W^\pm o Z^0 junto con un bosón de Higgs. El proceso de producción del Higgs en asociación con un top-antitop quark $t\bar{t}H$ es un modo con una sección transversal muy pequeña alrededor del 1% de la producción del Higgs. Este proceso fue apenas observado por ATLAS y CMS en el 2018 [16, 17] y representa la primera observación de la producción del Higgs en conjunto con un top-antitop quark. Existe otro proceso con una tasa de incidencia diez veces más pequeña que $t\bar{t}H$ el cual involucra a un solo top quark y tiene el 0.1% de la producción como se ve en la figura 2.3 y del cual se hablará en el capítulo 5.

2.5. Decaimientos del bosón de Higgs

El bosón de Higgs tiene una vida corta, con una vida del orden de $\approx 10^{-22}$ segundos y, por lo tanto, se desintegra cerca del punto de interacción en el detector CMS. Por lo tanto, la forma para identificar al Higgs es a partir de sus productos de descomposición. La figura 2.5 (a) muestra los diferentes decaimientos para el bosón de Higgs y además en la figura 2.5 (b) se muestran los radios de decaimientos en función de la masa del Higgs. El Higgs se desintegra predominantemente en un par de quark-antiquark b. Para los canales de decaimiento fermiónico, $H \rightarrow b\bar{b}$ es seguido por $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$ y $H \rightarrow c\bar{c}$. Los modos de decaimiento bosónicos más dominantes son $H \rightarrow WW$ y $H \rightarrow gg$.

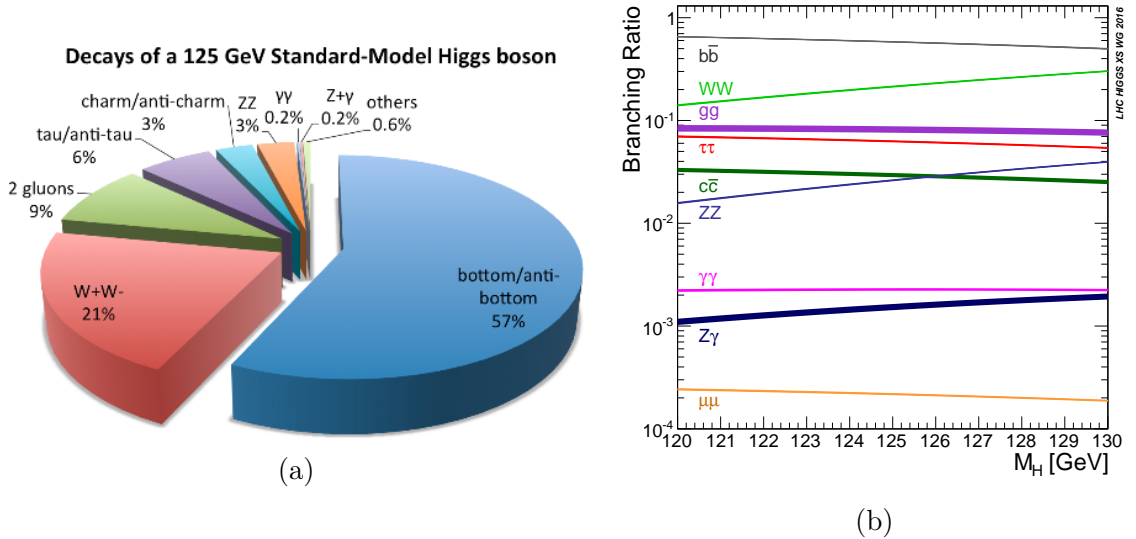


Figura 2.5: La figura (a) muestra los decaimientos del bosón de Higgs [18]. La figura (b) muestra los radios de decaimientos en función de la masa del bosón de Higgs [15].

Para una masa de 125 GeV el modo de decaimiento principal del bosón de Higgs es a un quark-antiquark 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 aun cuando el Higgs fue observado por primera vez en el 2012 en sus decaimientos a $\gamma\gamma$ y ZZ . Sin embargo, los modos de decaimientos a ZZ y $\gamma\gamma$ son los canales más sensibles en la búsqueda del bosón de Higgs debido a las firmas de estos procesos en el detector son muy limpias en comparación a otros canales de decaimiento a pesar de esto, las

tasas de decaimiento son muy pequeñas.

Por ejemplo, en el canal de decaimiento $H \rightarrow b\bar{b}$ 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 ($H \rightarrow \gamma\gamma$).

Capítulo 3

Complejo experimental en el laboratorio CERN

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 [19, 20].

3.1. El gran colisionador de hadrones (LHC)

El LHC es un acelerador de partículas ubicado entre Francia y Suiza, cerca de Ginebra. Fue construido por la Organización Europea para la Investigación Nuclear (European Organization for Nuclear Research), el complejo de aceleración se ilustra en la figura 3.1. De aproximadamente 27 km de circunferencia, el LHC se encuentra a 100 metros bajo tierra, es el colisionador más grande del mundo. El complejo está construido alrededor de un túnel bajo tierra que fue previamente usado por el acelerador Large Electron-Positron Collider (LEP) que operó entre 1989 y 2000. En el LHC 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 introducen primeramente en diferentes aceleradores que se encuentran dentro del complejo del CERN para aumentar su energía para después ser finalmente inyectados al LHC, el cual ha sido capaz de dotar un protón con una energía de hasta 6.5 TeV durante el Run 2.

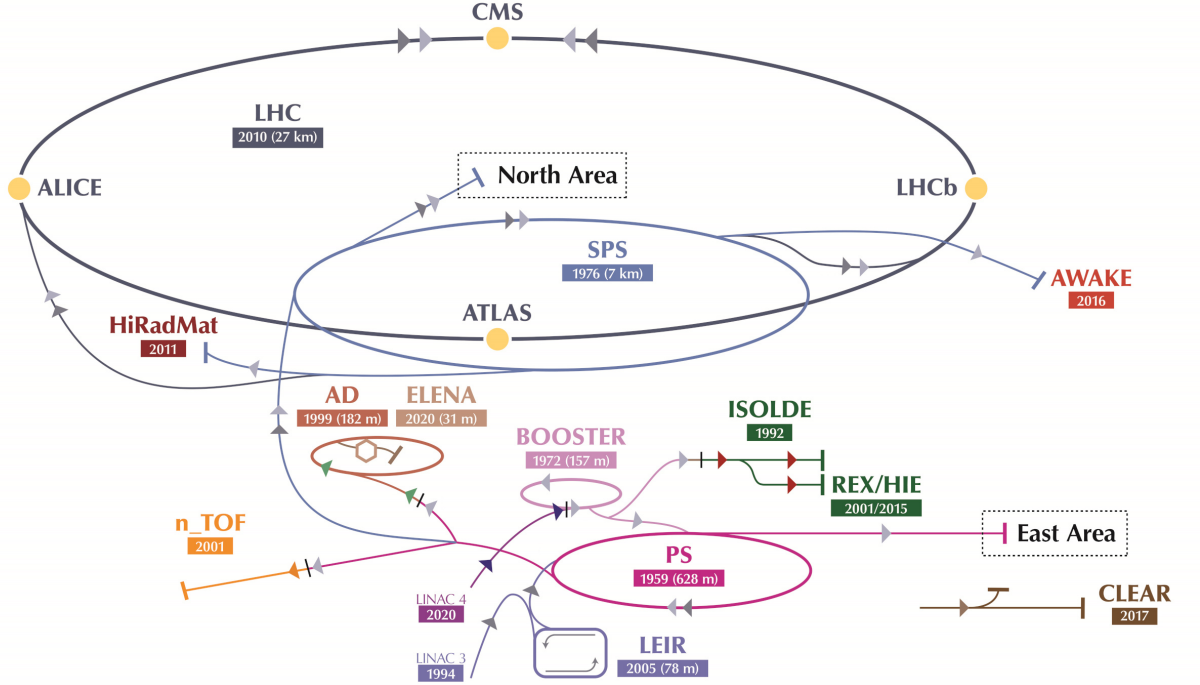


Figura 3.1: Complejo del CERN y sus experimentos principales [21].

En el LHC se trabaja mayormente con tres diferentes tipos de partículas para colisiones protón-protón (p-p), plomo-plomo (Pb-Pb) o 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.

La luminosidad instantánea L_{inst} es uno de los parámetros más importantes del acelerador, este parámetro determina la cantidad de colisiones que se producen por unidad de tiempo y área. Se caracteriza por varios parámetros del acelerador, según su diseño y funcionamiento:

$$\mathcal{L}_{inst} = f \frac{n_b n_1 n_2}{A} \quad (3.1)$$

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 cuales están compuestos de 15×10^{11} protones. La luminosidad instantánea es un aspecto muy importante en este tipo de experimentos ya que al tener un valor muy grande obtenemos una gran cantidad de colisiones. En el LHC se tiene una luminosidad de diseño instantánea de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, número que se alcanzó a duplicar durante la corrida 2.

La cantidad de información recolectada es cuantificada en un numero llamado luminosidad integrada, que se obtiene por separado para cada periodo de trabajo en el LHC y está dada de la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L}_{inst} dt \quad (3.2)$$

donde \mathcal{L}_{inst} es la luminosidad instantánea con unidades de $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y la luminosidad integrada se mide en barns^{-1} donde $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$. El número de eventos para un determinado proceso generado en el LHC viene dado por la formula:

$$N = \sigma \mathcal{L}_{int} \quad (3.3)$$

donde σ es la sección transversal para cualquier proceso dado, con unidades en barn y \mathcal{L}_{int} es la luminosidad integrada. 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 fb^{-1} como se muestra en la figura 3.2, a una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$.

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 3.3 que muestra 12 vértices primarios generados de múltiples colisiones de protones.

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.

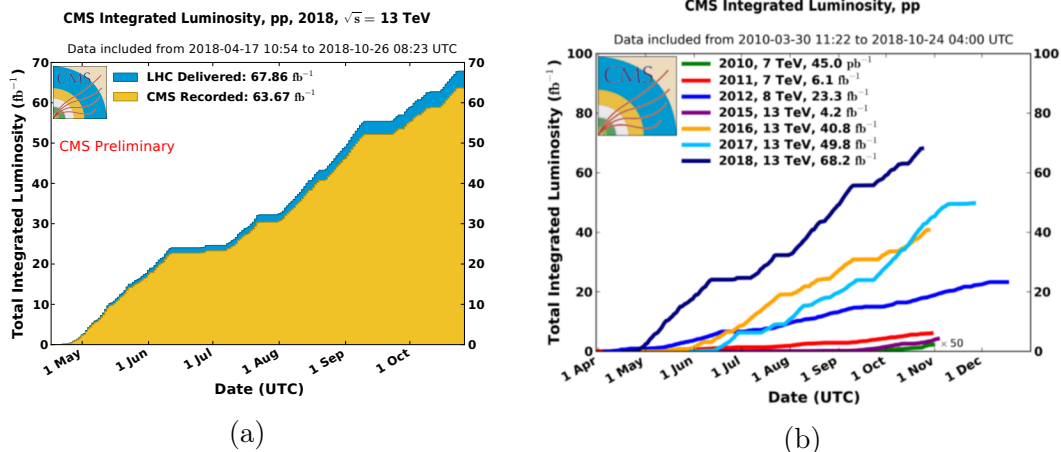


Figura 3.2: Luminosidad integrada proporcionada por el LHC en comparación con la acumulada por CMS durante el 2018 (a). La luminosidad es una medida de la cantidad de los datos recopilados, en la figura (b) se puede observar la evolución de la luminosidad integrada que el LHC ha proporcionado a CMS desde el 2010 al 2018 [22].

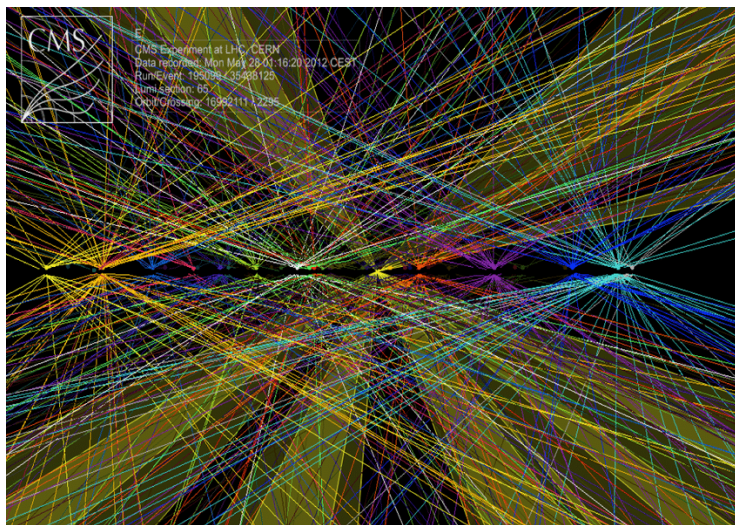


Figura 3.3: Múltiples colisiones de pp en CMS [23].

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 multipropósito 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 este detector se muestra en la figura 3.4 (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 (Plasma de quarks-gluones) (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 3.4 (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 3.4 (d).

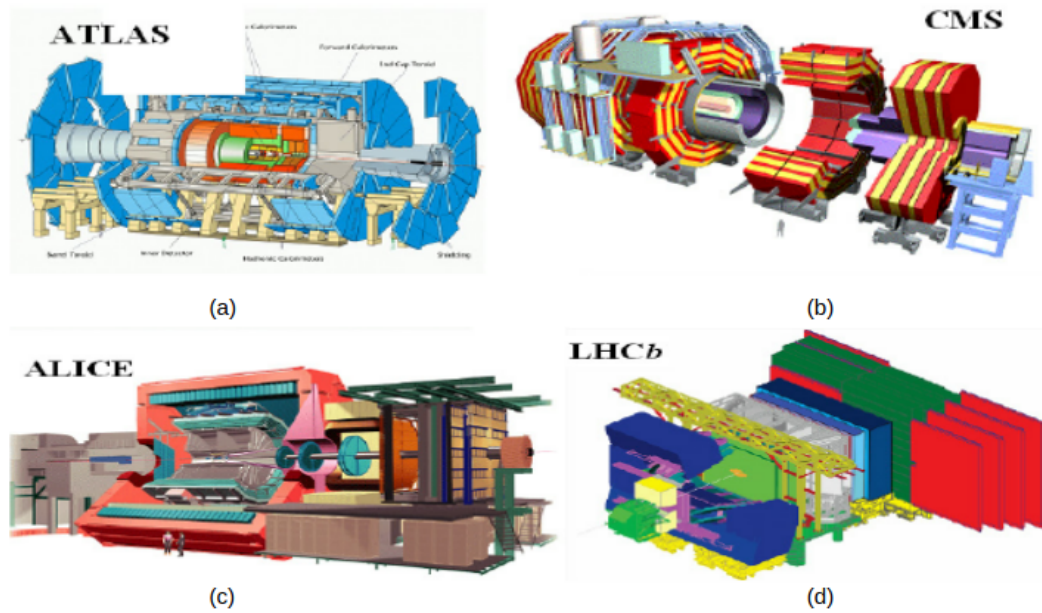


Figura 3.4: Ilustración de los cuatro detectores principales en el LHC [24].

3.2. Solenoide compacto de muones (CMS)

El detector Solenoide Compacto de Muones (CMS) es un detector multipropósito del LHC, diseñado para estudiar el SM y detección de física nueva más allá de los límites de este modelo. La figura 3.5 muestra el diseño del detector CMS. El detector está compuesto por diferentes sistemas de detección distribuidos con forma cilíndrica, pesa 12500 toneladas, tiene 21 metros de largo y 15 metros de diámetro. Esta sección presenta una descripción breve de la estructura del detector.

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 3.5, 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

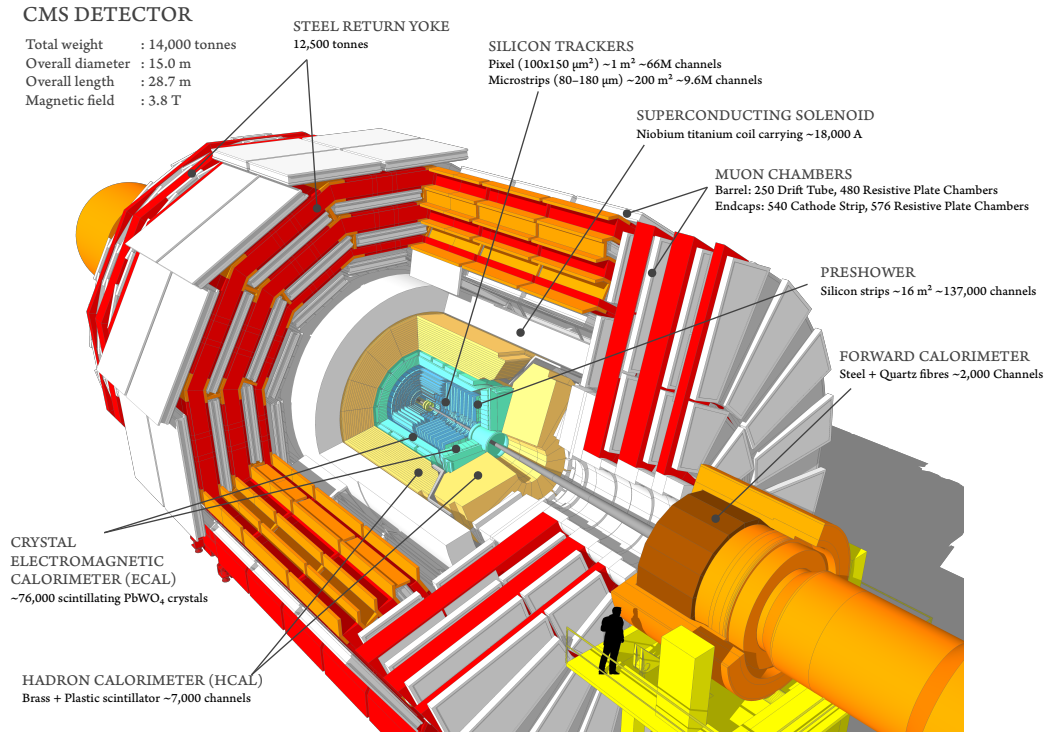


Figura 3.5: Detector CMS en el CERN y sus componentes principales [25].

sección delantera. El tracker de silicón es capaz de registrar la trayectoria de las partículas cargadas. Los detectores de seguimiento (tracker) proporcionan una cobertura para las partículas cargadas eléctricamente, en la región $|\eta| < 2.5$.

El calorímetro electromagnético mide la energía de electrones, positrones y fotones depositada en los materiales. El ECAL otorga una cobertura hasta $|\eta| < 3.0$ y 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 $1.48 < |\eta| < 3.0$. El calorímetro hadrónico HCAL extiende la cobertura hasta $|\eta| < 5.0$. Se encarga de detectar y frenar hadrones pesados como neutrones y protones. Está constituido principalmente de latón y material centelleante en placas a las que se conectan fotomultiplicadores. En esta sección del detector las partículas al interactuar con el HCAL generan una cascada hadrónica.

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 $|\eta| < 2.4$. Los detectores de muones o cámaras de muones como se les conoce se encuentran en la sección más externa del detector CMS. Los muones, al ser 200 veces más pesados que los electrones son más difíciles de frenar, estas partículas atraviesan a los detectores mencionados anteriormente hasta llegar a la cámara de muones donde se reconstruyen las trazas para estimar su energía. 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.

El detector CMS mostrado en la parte de arriba a la derecha de la figura 3.4 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 ϕ está definido con respecto al eje \mathbf{X} en el plano $\mathbf{X-Y}$ con un rango de $-\pi < \phi < \pi$. El ángulo polar θ está definido con respecto al eje \mathbf{Z} con un rango de $\frac{-\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$ como se muestra en la figura 3.6. Mediante dichos ángulos se puede definir la pseudorapidez cuya asociación con la geometría de CMS se muestra en la figura 3.6.

$$\eta = -\ln \left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \quad (3.4)$$

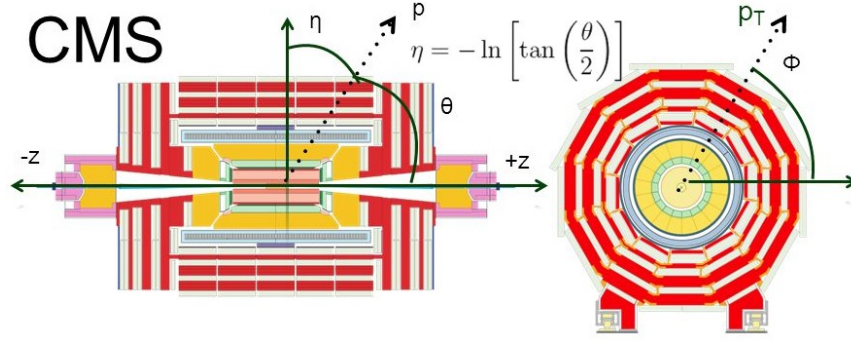


Figura 3.6: Ilustración esquemática del diseño geométrico del detector CMS [26].

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

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (3.5)$$

Capítulo 4

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.

La generación de eventos por simulación para colisiones de haces de protones a altas energías implica el estudio de las interacciones entre sus constituyentes. Debido a su naturaleza compuesta, las interacciones entre protones resultan extremadamente complejas. 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. Las muestras utilizadas en este trabajo fueron generadas por la colaboración CMS. Asimismo se utilizan algoritmos especializados para generar resultados numéricos que sean comparables con los resultados experimentales. Desde la interacción entre protones hasta las partículas detectadas por CMS, existen ciertas etapas que se pueden identificar para facilitar su comprensión y que serán brevemente explicadas a continuación.

4.1. Herramientas computacionales

Para procesar la información emitida de la simulación se utilizó la infraestructura de computadoras del CERN conocida como LXPLUS. LXPLUS 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 del 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 ACARUS el servidor del área de cómputo de alto rendimiento de la Universidad de Sonora.

En términos de software, el trabajo se respaldó mayormente en el uso del paquete ROOT [27], 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. Se utilizó el software Flashgg [28] para aplicar la selección de eventos y el modelo STXS del cual se hablará en el capítulo 6.

4.2. 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 con la física de colisiones de p-p. Los pasos de la simulación se muestran esquemáticamente en la figura 4.1. El color rojo oscuro representa la interacción principal 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.

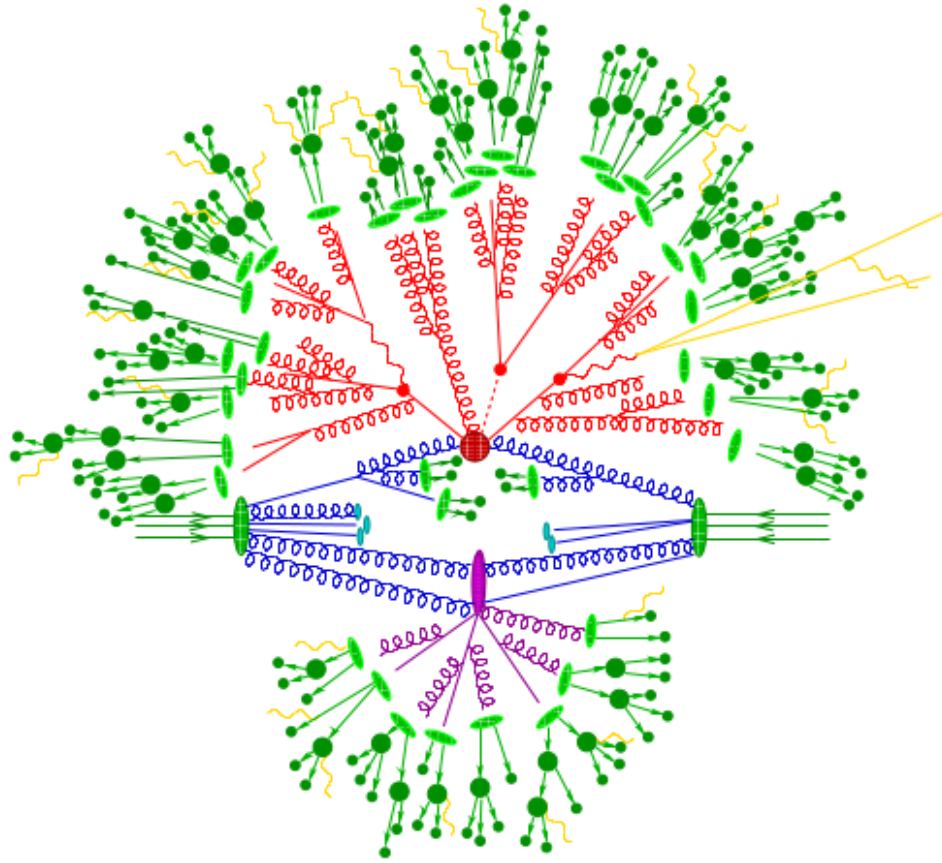


Figura 4.1: Proceso de generación de eventos [29].

En la Figura 4.2 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 mar de quarks.

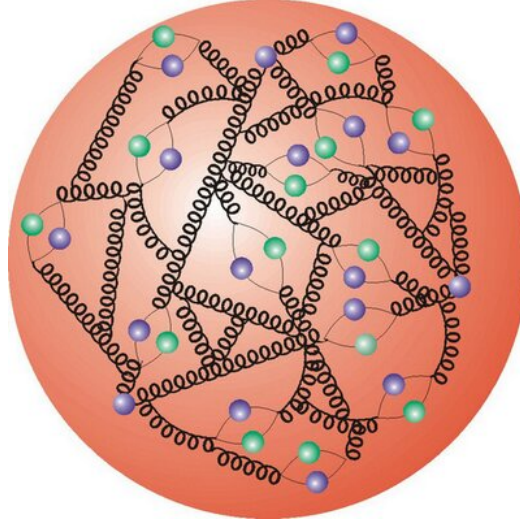


Figura 4.2: Representación de los constituyentes un protón. [30].

En las colisiones protón-protón (p-p), 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. Los PDFs, definen la probabilidad de que un cierto parton dentro de un hadrón lleve una determinada fracción x de momento y dependen de una determinada escala de energía Q^2 . En la Figura 4.3 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.

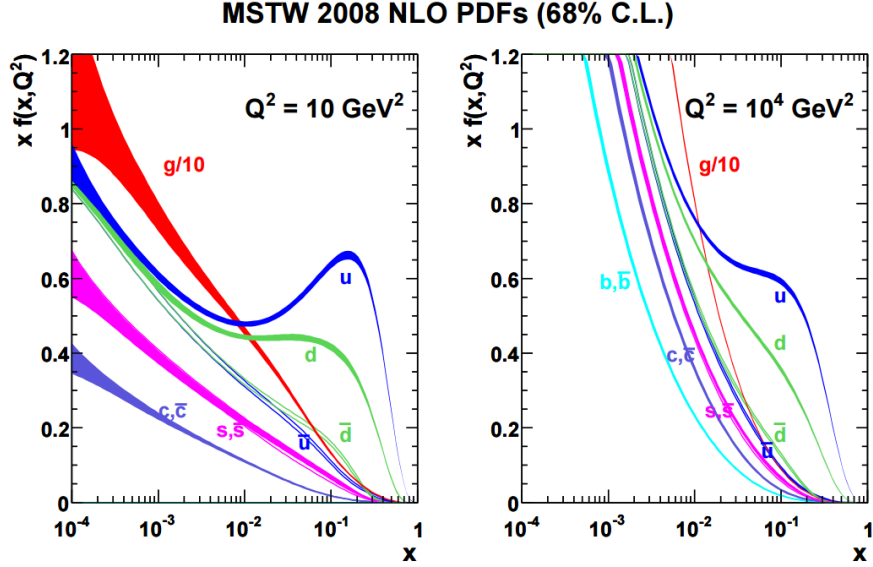


Figura 4.3: PDFs del protón. Tenga en cuenta que la contribución del gluón se suprime por un factor de 10 [31].

Al utilizar la teoría cuántica de campos, el elemento de matriz (ME) y, por lo tanto, la sección transversal de un determinado proceso puede 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:

$$\sigma(pp \rightarrow X) = \sum_{ij} \int dx_i dx_j f_i(x_i, Q^2) f_j(x_j, Q^2) \sigma_{ij \rightarrow X} \quad (4.1)$$

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 como LHAPDF [32] o CTEQ [33].

La mayoría de las partículas del estado final producidas en el proceso de interés 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.

Solo una fracción de cada protón participa en el proceso de interacción de interés. 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.

4.3. 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 paquetes 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 [10] (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 software MadGraph5_aMCNLO [34] 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. Puede calcular secciones transversales con correcciones QCD completas para un proceso dado por el usuario, generar el proceso de interés

y es capaz de hacer coincidir consistentemente los procesos con radiaciones de la lluvia de partones. MadGraph5_aMCNLO fue una fusión de los dos generadores de eventos MadGraph5 y aMCNLO que reemplazó a ambos paquetes y actualmente es uno de los generadores de elementos de matriz más utilizados.

- **Pythia**

Pythia [35] es un generador de eventos multipropósito que se utiliza para simular la lluvia de partones, la hadronización y la descomposición de las partículas. Es un paquete computacional diseñado para simular eventos de colisiones de partículas en diferentes procesos del SM y BSM. El cálculo del elemento de matriz se realiza a un nivel de leading order. Como la generación de elementos de matriz LO a menudo ya no es suficiente, Pythia a menudo se usa únicamente para la lluvia de partones y se interconecta con otros generadores que se encargan de la generación de elementos de matriz.

En la siguiente sección se explica el software que fue utilizado para generar las muestras simuladas a nivel detector.

4.4. Simulación de respuesta de detector

Los eventos producidos por los generadores de simulación aún no están al mismo nivel con los eventos registrados por los detectores de física de partículas en el LHC. Los eventos simulados deben incluir la respuesta del detector CMS. Se utiliza el paquete de herramientas GEANT4 [36] el cual proporciona una simulación completa del detector CMS. En este paso se simulan las interacciones de las partículas con el material del detector y el efecto del campo magnético sobre las partículas.

El paquete Geant4 utiliza un conjunto de herramientas para la simulación de partículas que atraviesan los distintos subsistemas. GEANT4 no solo describe las interacciones de las partículas con el material de CMS, sino que también simula las señales electrónicas que medirían todos los sensores dentro de CMS. Después de simular las respuestas del detector, es posible comparar directamente los eventos generados con los eventos realmente registrados en el detector CMS.

En la figura 4.4 se muestra un diagrama del nivel truth en la simulación de partículas. El nivel truth consiste tanto el proceso de interés que describe la interacción partón-partón realizada en MadGraph5 como en las duchas de partones realizadas en Pythia. El nivel del detector consiste en la simulación de las interacciones de las partículas con la materia del detector realizadas con Geant4.

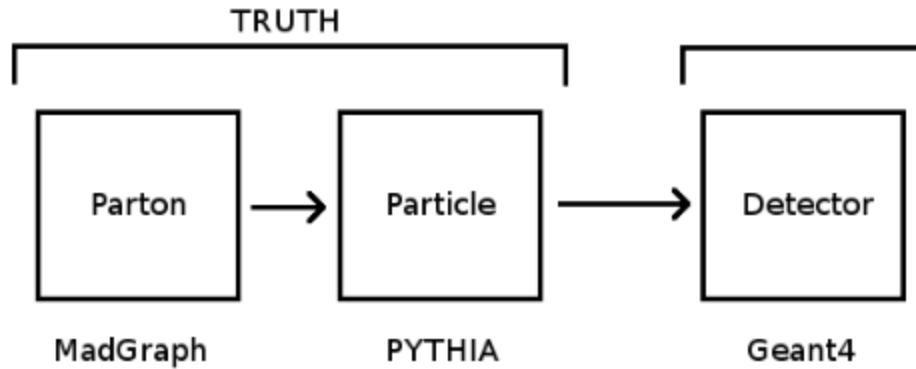


Figura 4.4: Etapas de la generación de eventos a nivel truth y detector [37].

Capítulo 5

Producción de Higgs en asociación con un top quark

En la sección 5.1 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 5.2 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 5.3 describe los diferentes procesos de ruido los cuales interfieren con la señal del proceso tHq.

5.1. Producción del Higgs en la modalidad tHq

El Higgs en asociación con un top quark puede ocurrir en la modalidad tHq y tHW, en este trabajo nos enfocamos en la primera modalidad por tener más alta frecuencia de producción. Sin embargo, el modo tHq que está representado por los dos diagramas en la figura 5.1 representa una milésima de la producción total del Higgs. La razón por la cual el proceso tHq tiene una tasa de incidencia muy pequeña es debido a que el SM predice una interferencia destructiva entre los dos diagramas de la figura 5.1, donde el bosón de Higgs es emitido por el top quark (izquierda) o el bosón W (derecha) respectivamente.

La aportación de cada uno de los diagramas en la figura 5.1 a la amplitud de probabilidad total depende del acoplamiento de Yukawa entre el top y el Higgs que se discute en la sección 5.2. Diferentes modelos más allá del SM proponen variaciones en su magnitud y signo, afectando la interferencia entre estos dos procesos a tal grado que la sección eficaz de producción de tHq resultante pueda verse aumentada en varios factores de magnitud con respecto a lo esperado por el SM.

Tal y como se observa en las dos figuras 5.1, el estado final de los dos diagramas es el mismo, en los dos aparece un bosón de Higgs, un top quark, un quark adicional

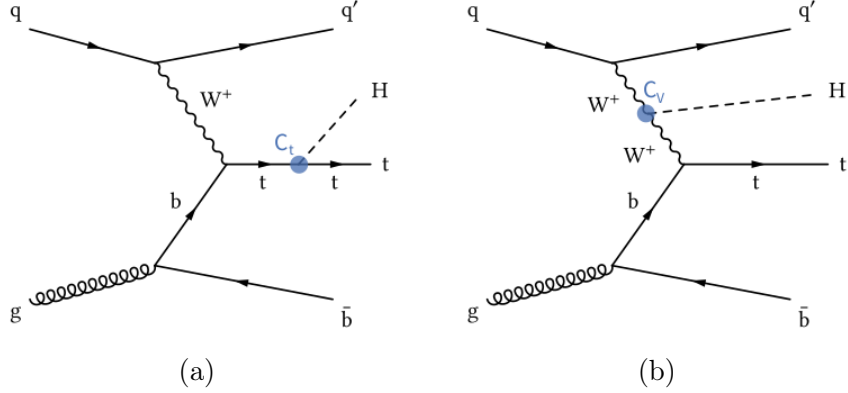


Figura 5.1: Diagramas de Feynman a leading order (LO) representativos para el proceso tHq. A la izquierda, mostramos la producción del Higgs proveniente de un quark top, mientras que, a la derecha, mostramos la producción del Higgs proveniente de un Bosoñ W^\pm [38].

(u, d, c, s) y un b quark. Las características más relevantes de la producción de tHq se caracteriza por la presencia de un quark ligero que se representa con una q' en los diagramas y que a su vez se manifiesta como un Jet de partículas en el detector y se agrega a los productos H y top quark. Adicionalmente se presenta un quark b de baja energía que se identifica como un "soft b-jet" en inglés. En el diagrama (a) vemos que el bosón de Higgs puede ser producido en un vértice que involucra directamente al top quark o puede ser emitido de un vértice que involucra un par de bosones W virtuales como se indica en el diagrama (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 sus productos que finalmente interactúan con el detector.

En este análisis nos enfocamos a estudiar el canal de decaimiento del Higgs en un par de fotones ($\gamma\gamma$) y el decaimiento leptónico del top quark.

5.1.1. Decaimiento del top quark

El top quark tiende a decaer la mayor parte del tiempo a un quark b y a un bosón W^\pm . En este análisis el bosón W^\pm se requiere que decaiga de manera leptónica, solo se consideran los decaimientos a electrón o muon. 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, esto se debe a que los quarks tienden a hadronizar generando jets de hadrones y el tau por ser el leptón más masivo puede decaer de forma hadronica generando jets que son difíciles de identificar en el detector [7].

5.1.2. Aspectos característicos de tHq a nivel truth

Haciendo un análisis a nivel truth como se explicó en el capítulo anterior, las partículas que son las firmas más características del proceso tHq, podemos ver en la figura 5.2 las distribuciones simuladas a nivel truth para el quark frontal, el soft-b quark y la identidad del quark esperado en el estado final. El software de MadGraph5_aMCNLO se utilizó para generar la producción del proceso tHq a nivel truth. La distribución de la figura 5.2(a) representa la pseudorapidez del quark q' , se observa que η se distribuye con valores $\eta > 2$, lo cual significa que el quark esperado tiende a aparecer en una dirección con alta pseudorapidez fuera de la zona central donde se localiza el tracker detector de partículas cargadas.

La figura 5.2(b) podemos observar el momento transversal del soft b quark el cual tiende a ser menor que 20 GeV y también en la figura 5.2(c) se muestra el número de identificación PDG (ID) de los partones que el quark adicional puede tomar, 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 este aporta con mayor probabilidad un quark de materia q, en los diagramas de la Figura 5.1.

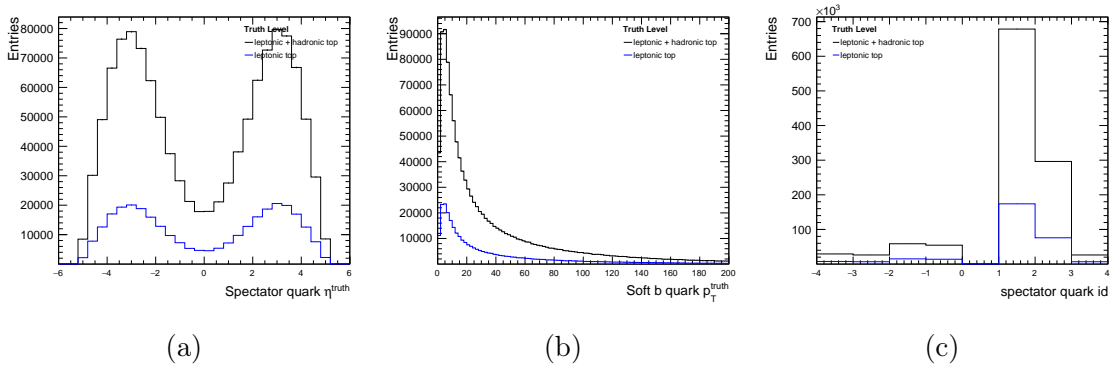


Figura 5.2: La figura (a) muestra la distribución de la variable pseudorapidez del quark esperado. La figura (b) representa el momento transversal del soft b quark. La figura (c) representa el número de identificación PDG del quark esperado.

5.2. Acoplamientos anómalos

En el LHC, el acoplamiento Yukawa del top quark es experimentalmente accesible solo en unos pocos procesos. Se puede inferir indirectamente en el proceso $t\bar{t}H$ como se muestra en la figura 2.4 (d). También se puede acceder mediante el estudio de la producción del proceso tHq como se muestra en el diagrama 5.1. El proceso tHq 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 tHq.

Por lo tanto, el top quark tiene un papel especial debido al valor alto de su acoplamiento de Yukawa ($y_t = \sqrt{2}\frac{m_t}{v} \approx 1$). Se espera que las primeras desviaciones del SM se vean primero en la interacción top-Higgs, debido a que el valor de la masa del top es la más grande 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 el signo con respecto a las interacciones del bosón de Higgs con los bosones de norma. Para cuantificar las desviaciones de las predicciones teóricas se introducen dos factores de escala adimensionales:

$$c_f = \frac{y_f}{y_f^{SM}} \quad \text{y} \quad c_v = \frac{g_{HVV}}{g_{HVV}^{SM}} \quad (5.1)$$

donde y_f es el acoplamiento Yukawa de los fermiones, pero como el acoplamiento del top quark es el más grande se utiliza y_t en el factor C_t y C_{HVV} el acoplamiento del bosón de Higgs con el bosón W^\pm y SM denota el valor predicho por el modelo estándar. Analizando la forma de la ecuación 5.1 la predicción del SM es consistente con $c_t = 1$. Para mantener las cosas simples, directamente se muestra en las ecuaciones (5.2), (5.3) y (5.4) las dependencias de la sección transversal de tHq. Analíticamente las dependencias se pueden expresar como:

$$\sigma_{tHq} = (2.63c_t^2 + 3.58c_v^2 - 5.21c_t c_v)\sigma_{tHq}^{SM} \quad (5.2)$$

$$\sigma_{tHW} = (2.91c_t^2 + 2.31c_v^2 - 4.22c_t c_v)\sigma_{tHW}^{SM} \quad (5.3)$$

$$\sigma_{ttH} = (c_t^2)\sigma_{ttH}^{SM} \quad (5.4)$$

En la figura 5.3 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, $t\bar{t}H$ y tHW las cuales siguen la forma de acuerdo con la siguiente referencia [39]. Un caso interesante en la producción del proceso tHq se daría si el signo del acoplamiento de Yukawa se invierte $y_t = -1$, la producción del proceso tHq aumentaría casi unas diez veces a la predicha por el SM.

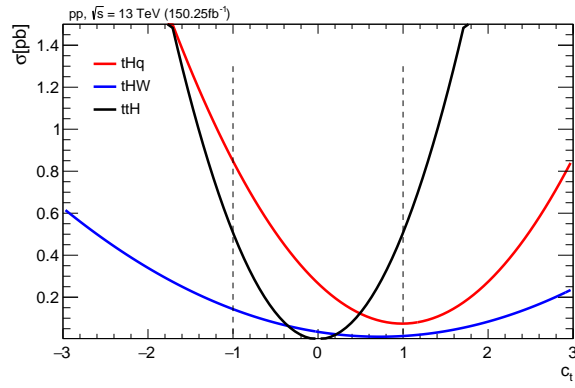


Figura 5.3: Secciones transversales de producción para los procesos tHq, $t\bar{t}H$ y tHW en función de c_t para diferentes escenarios de acoplamiento.

5.3. Procesos de ruido de fondo

En este análisis nos encontramos con dos tipos de ruidos de fondo, los ruidos resonantes y los no resonantes. Los ruidos resonantes son aquellos cuyas características son similares a nuestro proceso de interés, por ejemplo, las partículas en el estado final que se generan son muy similares a las del proceso tHq y por lo tanto se filtran junto con los eventos de señal seleccionados. Los ruidos de fondo resonantes en este análisis son los procesos $t\bar{t}H$, 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 se produce una señal consistente con la producción de dos fotones. Existen también procesos que originan un par de fotones (o imitan), ya que un jet o un electrón se puede confundir con un fotón. Ejemplos de estos procesos se muestran en los diagramas siguientes:

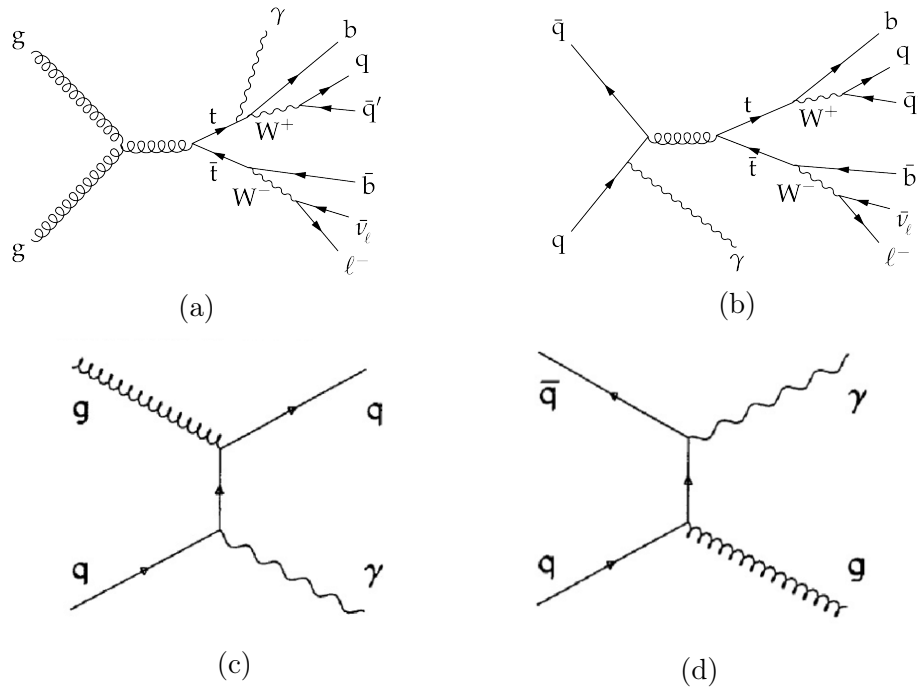


Figura 5.4: Los dos diagramas de Feynman (a) y (b) representan el proceso no resonante $t\bar{t}\gamma$ mientras que los diagramas (c) y (d) representan el proceso no resonante fotón + jet [40, 41].

Capítulo 6

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 de baja incidencia o anomalías en el LHC.

La búsqueda del proceso tHq ($H \rightarrow \gamma\gamma$) enfrenta varias dificultades como una alta contribución del ruido de fondo $t\bar{t}H$, que tiene estado final similar a tHq ya que se tiene un Higgs y un top quark. Adicionalmente existen procesos cuyo estado final se asemeja al de la señal del Higgs a dos fotones como el caso de la producción de pares $t\bar{t}$ o interacciones iniciadas por quarks y gluones.

6.1. Estrategia de análisis

La estrategia de trabajo del análisis se resume en el diagrama 6.1. Primeramente, se inicia generando muestras de datos simulados, las características de la simulación se describen en el capítulo 4. Para manejar la enorme cantidad de datos simulados la colaboración CMS utiliza un sistema de filtrado inicial también conocido como Trigger para separar los eventos en varias categorías de interés.

Debido a la alta tasa con la que se producen eventos en el LHC (40 MHz), un sistema especializado conocido como trigger actúa antes de aplicar la selección de eventos. Dicho sistema está compuesto de dos etapas L1 y High Level Trigger (HLT). El requerimiento principal en este primer filtrado es la presencia de dos fotones reconstruidos con p_T de 30 (30) y 18 (22) GeV para las muestras de datos simulados de 2016 (2017 y 2018). Además de ciertos requerimientos adicionales de actividad en los calorímetros y espectrómetro de muones.

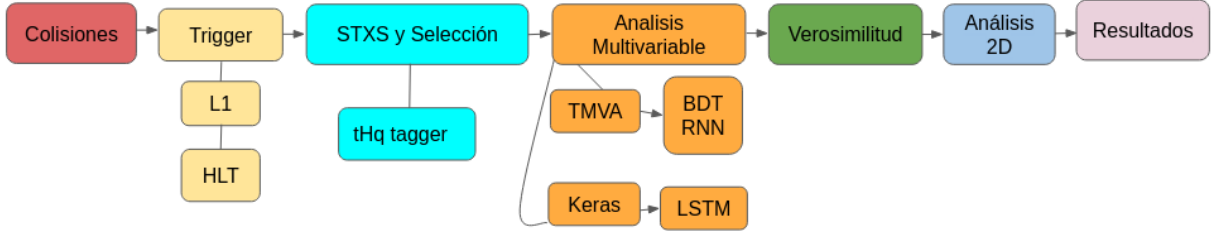


Figura 6.1: Diagrama de estrategia del análisis.

6.1.1. Muestras simuladas de señal

Las muestras de señal tHq fueron producidas por la colaboración CMS y se generaron con el paquete MadGraph5_aMCNLO, se sincronizaron con Pythia para hadronizar, e incluir las demás etapas de la simulación descrita en la sección 4.2 del capítulo anterior. Finalmente se utilizó el paquete GEANT4 para simular la respuesta del detector CMS.

6.1.2. Muestras simuladas de fondo

Las muestras de los ruidos resonantes $t\bar{t}H$, tHW y HV también fueron producidas por la colaboración CMS y se generaron utilizando los paquetes de simulación MadGraph5_aMCNLO sincronizado con Pythia. Al final estas muestras se pasaron por el paquete de simulación de detector GEANT4.

La muestra de fondo no resonante o continuo de di-fotón como también es conocido, 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-fotón + jets, fotón + jets, $t\bar{t}$ + di-fotón con los paquetes Madgraph, Pythia, y Sherpa [42] que son consistentes con las distribuciones obtenidas con datos.

6.2. Modelo de secciones eficaces simplificadas

En este análisis se utiliza el modelo de secciones eficaces simplificadas (Simplified Template Cross-Sections o STXS) [6.2](#) el cual es un acuerdo internacional entre la colaboración CMS y ATLAS cuyo objetivo es maximizar la sensibilidad de las mediciones de la sección transversal y reducir la dependencia teórica. En el modelo STXS se prueban diferentes regiones del espacio de fase. El modelo STXS se compone de 5 categorías que corresponden a los modos de producción del Higgs: fusión de gluones (ggF), fusión de bosones vectoriales (VBF), producción asociada con un bosón vectorial (VH, donde $V = W$ o Z), par de quarks top-antitop ($t\bar{t}H$) y producción asociada con un quark top (tH). Dichos modos se representan en la figura [6.2](#) con los colores azul, naranja, verde, morado y amarillo respectivamente, a su vez cada categoría se divide en etiquetas (o taggers en inglés) que corresponden a distintas áreas de multiplicidad de jets, momento transversal del Higgs reconstruido y otros observables de reconstrucción.

El presente estudio se enfoca en la etiqueta tHq que pertenece a la categoría tH de color amarillo. En esta categoría solo se cuentan dos etiquetas disponibles tHq y tHw debido a la muy limitada estadística. Este modelo está diseñado de tal manera que todos los eventos que superen los criterios de selección $H \rightarrow \gamma\gamma$ serán asignados en alguna de las categorías o taggers que se muestran en la figura [6.2](#).

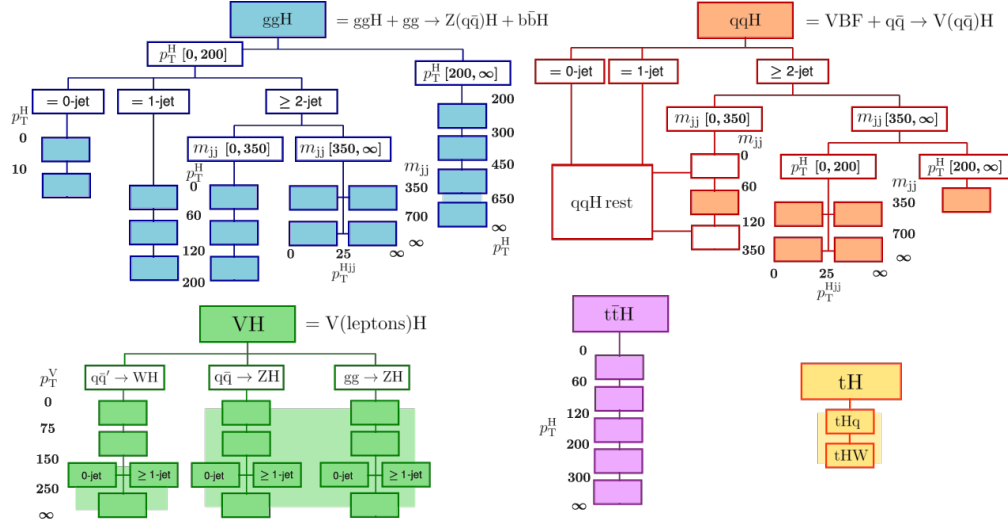


Figura 6.2: Esquema del modelo de secciones eficaces simplificadas [5]. Los distintos mecanismos de producción de Higgs se les asigna un color específico y cada uno de ellos se divide en subcategorías basados en rangos de p_T , masas invariantes y multiplicidades.

6.3. 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 con sus características más relevantes que los distinguen de los potenciales ruidos de fondo descritos en la sección 5.3. Para seleccionar eventos del proceso, sus características se traducen en un conjunto de reglas de selección. El diagrama de Feynman 5.1 mostrado en el capítulo 5 muestra el proceso tHq desde la colisión pp hasta la configuración del estado final.

Una vez aplicado el filtrado de trigger mencionado en la sección 6.1. Se aplica la selección de eventos que se describe a continuación. Los requerimientos buscan aislar una muestra consistente con los productos que se generan en la señal a raíz de los decaimientos del top quark, el Higgs y la hadronización de un quark ligero.

- Dos fotones que cumplan con el mínimo de momento $p_T > 35$ y $p_T > 25$ GeV, respectivamente
- Dos fotones con $p_T > (m_{\gamma\gamma} * 0.5, m_{\gamma\gamma} * 0.25)$ y $|\eta| < 2.5$
- Sistema di-fotón con $100 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 180 \text{ GeV}$

- Multiplicidad de leptones == 1 (electrón o muon)
- $p_T > 10$ GeV, > 5 GeV para electrón y muon respectivamente
- $|\eta| < 2.4$ para el leptón seleccionado

Para la selección de los jets se requiere un mínimo de dos jets y se imponen los siguientes criterios:

- $p_T(\text{jet}) > 25$ GeV y $|\eta|(\text{jet}) < 4.7$
- Distancia angular $\Delta R(\text{jet}_i, \gamma_j) > 0.4$ donde jet_i y γ_j representan los jets y fotones en el evento
- Al menos un jet catalogado como b-jet

Después de haber aplicado la selección arriba mencionada en las muestras simuladas obtenemos la siguiente gráfica 6.3 de la masa reconstruida del Higgs en el cual se toma la masa invariante de los dos fotones presentes en cada uno de los eventos seleccionados. En color rojo se indica la señal del proceso tHq, en morado el proceso $t\bar{t}H$, en azul HV, en rosa el proceso tHW y en naranja el ruido no resonante. Un aspecto relevante de la figura 6.3 es que la proporción de señal tHq es muy pequeña (0.11 %) en comparación con la de los procesos $t\bar{t}H$ (1.52 %) y el ruido no resonante (98.1 %) ya que estos son los procesos más dominantes. La reducida significancia de la señal significa un gran obstáculo para poder discriminarla y estudiar así la capacidad de CMS para su detección. En la sección 6.5 se aborda el uso de técnicas de aprendizaje supervisado de varios tipos para suprimir las fuentes de ruido.

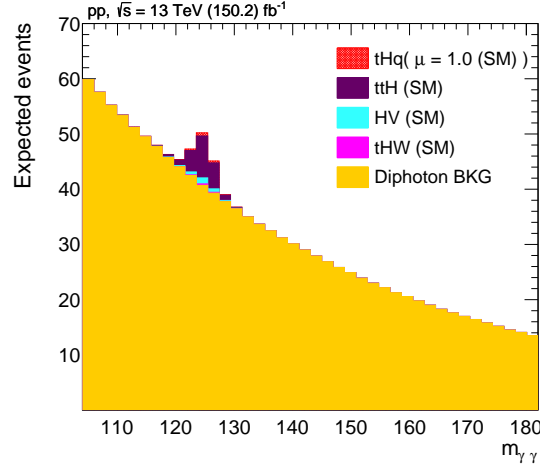


Figura 6.3: Histograma de masa reconstruida del sistema di-fotón después de haber aplicado la selección en las muestras. El color rojo sólido indica la señal esperada de tHq por el SM, en morado se tiene el proceso $t\bar{t}H$, en azul HV, rosa tHW donde estos últimos tres representan los ruidos resonantes. El color naranja representa el ruido di-fotón el cual es el ruido no resonante y además se puede observar que entre los ruidos con proporciones más grandes los que resaltan más son el $t\bar{t}H$ y el ruido no resonante di-fotón.

6.4. Generación de moldes de μ

En esta sección la intensidad de la señal y los moldes de señal se presentan. La sección transversal de producción del bosón de Higgs puede ser cuantificada en términos de un parámetro llamado intensidad de la señal o fuerza de la señal μ se define como en la ecuación 6.1.

$$\mu = \frac{\sigma_{obs}^{tH}}{\sigma_{SM}^{tH}} \quad (6.1)$$

Analizando la forma de la ecuación 6.1 la predicción del SM es consistente con $\mu = 1$. Por otra, parte es posible generar moldes que corresponden a distintos valores de μ con una producción aumentada con respecto al SM. La figura 6.4 (a) incluye la señal del proceso tHq con $\mu = 1$ y tres modelos con producción aumentada de tHq en un factor de 5, 10 y 15 veces mayor a la del SM. Las líneas en el histograma representarían modelos alternos de producción del proceso tHq que afectarían a la sección

transversal de producción y que podríamos catalogarlos como modelos más allá del modelo estándar (BSM). En la figura 6.4 (b) se muestra la misma gráfica de masa reconstruida del Higgs 6.3 pero ahora se han agregado tres modelos con producción aumentada de tHq. Vemos que para modelos alternos la proporción de señal tHq es más grande en comparación con la predicha del SM. En las gráficas de resonancia de masa del Higgs como las de la figura 6.4 se trabajó con una anchura de bins de 1.95.

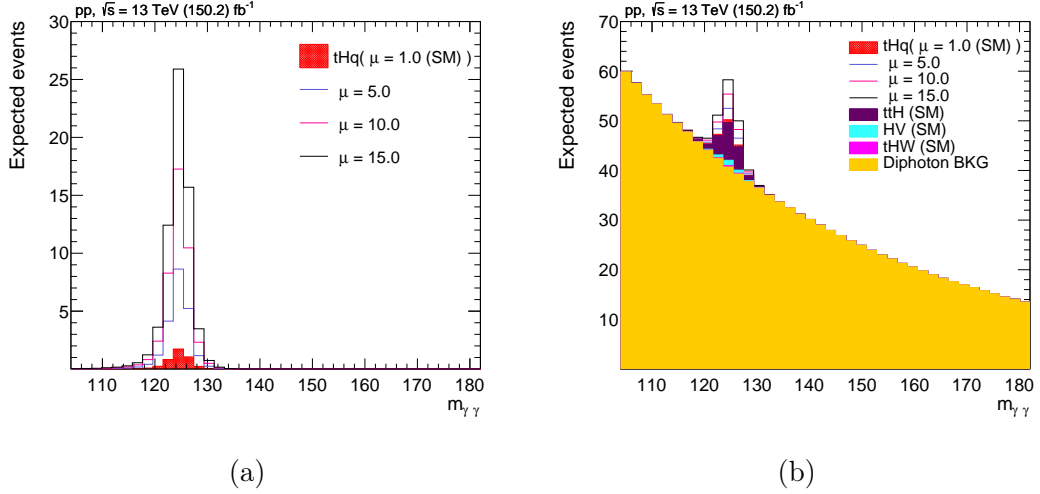


Figura 6.4: Histograma de masa del sistema di-fotón con diferentes moldes de señal aumentada. El color rojo sólido indica la señal esperada de tHq $\mu = 1$ por el SM y las demás líneas representan diferentes moldes de señal aumentada 5, 10 y 15 veces la del proceso tHq.

A través del presente trabajo se estudia la capacidad de discriminación del modelo SM $\mu = 1$ con respecto a los modelos de μ aumentada. El objetivo es determinar hasta que factor es posible discriminar exitosamente la predicción del SM. Esto está directamente ligado a las capacidades de observar dicho proceso en las futuras etapas del LHC.

6.5. Análisis Multivariable

En el análisis presentado en esta tesis, los eventos de señal tHq no pueden separarse de los procesos de fondo simplemente introduciendo requisitos en algunas distribuciones cinemáticas. La separación solo se logra mediante el uso simultáneo de muchas variables. La clasificación de objetos en dos o más categorías es uno de los problemas más abundantes de la ciencia. Al transferir el proceso de toma de decisiones a las máquinas, se puede lograr un nuevo nivel de optimización y reproducibilidad. Esto se logra mediante el uso de técnicas de aprendizaje supervisado (machine learning), que describen algoritmos que ofrecen técnicas de aprendizaje supervisado para construir modelos predictivos.

En este trabajo se emplean métodos de aprendizaje supervisado para clasificación: árboles de decisión boosted y redes neuronales. En el contexto del trabajo presentado aquí, los algoritmos aprenden a clasificar con cierto grado de éxito si el conjunto de datos de entrada corresponde a señal o ruido.

Se utilizan los paquetes TMVA tool kit [43] y TensorFlow [44] para generar redes de aprendizaje supervisado. Por una parte, TMVA se utiliza para generar Árboles de Decisión de tipo Boosted (BDT) así como redes neuronales de tipo deep o profundas usando los paquetes kDL y kDNN. TensorFlow se utiliza para generar redes neuronales de tipo profundas y con modalidad Long short-term memory (LSTM). La aplicación Keras [45] se utiliza para ejecutar TensorFlow de forma paralela al paquete TMVA.

6.5.1. Boosted Decision Tree

Un árbol de decisión es una técnica de aprendizaje automático utilizada para detectar patrones en los datos. Funciona como un clasificador binario, en el que un conjunto de datos se divide sucesivamente en un intento de clasificar al máximo las entradas como una de dos clases, en nuestro caso, señal o ruido. En la figura 6.5 se muestra un diagrama de árbol de decisión. Tiene, como su nombre lo indica, una estructura en forma de árbol con ramas conectadas a través de nodos. Los detalles teóricos del BDT se pueden ver en [46].

Se inicia en un nodo raíz al que se le introduce una cierta cantidad de eventos de señal, de ruido y además se agregan un conjunto de variables, después se aplica una secuencia de cortes(condiciones) a las variables y dependiendo de que si los eventos pasan la

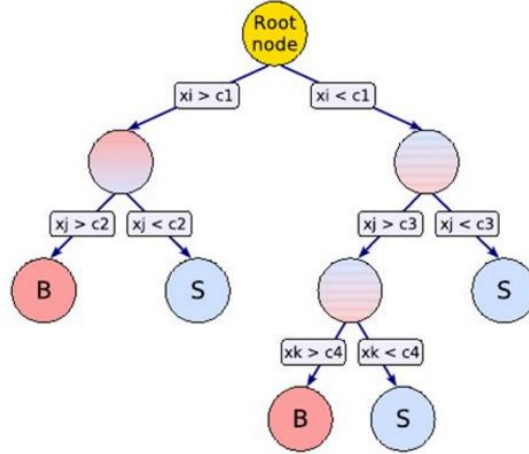


Figura 6.5: Diagrama de un árbol de decisión [43].

condición o no los eventos se depositan en los nodos alternos (nodos siguientes), el nodo alterno se define como señal o ruido dependiendo del valor de pureza definido como

$$P = \frac{\sum_s W_s}{\sum_s W_s + \sum_b W_b} \quad (6.2)$$

donde $\sum_{s(b)}$ es la suma de los eventos de señal (ruido) y $W_{s(b)}$ es el peso de los eventos. Entonces si la pureza de un nodo es mayor a un cierto valor como $P > 0.5$ el nodo se define como señal en cambio si $P < 0.5$ el nodo se define como ruido. Esto se hace iterativamente hasta llegar a una condición que detenga el cálculo como la profundidad máxima del árbol o los eventos mínimos en un nodo alterno.

Los árboles de decisión por sí solos tienden a ser ineficientes ya que en el momento de hacer el cálculo de clasificación pueden catalogar eventos de señal en nodos de ruido y eventos de ruido pueden caer en nodos de señal. Para garantizar que el clasificador funcione bien se utiliza el método de boosting. Este método implica la combinación de múltiples árboles de decisión. Se puede ver como ir generando varios árboles en secuencia, donde cada previo árbol libera observables ec. 6.3 y 6.4 (err, alfa) que van diciendo que tan mal se está haciendo la clasificación. Si se tiene un valor de alfa alto eso significa que los eventos se están clasificando mal.

$$err = \frac{\sum_{i=1}^N W_i \times I_i}{\sum_{i=1}^N W_i} \quad (6.3)$$

$$\alpha = \ln\left(\frac{1 - err}{err}\right) \quad (6.4)$$

se define la cantidad I , a la que se le asigna un valor de cero si el evento cae en el nodo correcto (señal o ruido) al final del árbol y un valor de uno si sucede lo opuesto. Después los eventos que fueron mal clasificados se les modifica el valor de peso y se les da un valor alto para que en el siguiente árbol tengan una mayor prioridad estos eventos.

$$W_i \rightarrow W_i \times e^{\alpha I_i} \quad (6.5)$$

Al final estos árboles se combinan a través de un promedio ec. 6.6 y se crea la respuesta de BDT o puntaje de clasificación. Esta puntuación, es medida de -1 a 1, es una medida probabilística de que un evento es similar a una señal (salida = 1) o similar a un ruido de fondo (salida = -1).

$$Respuesta\ de\ BDT = \sum_{m=1}^{N_{arbol}} \alpha_m T_m \quad (6.6)$$

6.5.2. Redes neuronales

Una red neuronal es un sistema de nodos (también llamados neuronas). En la figura 6.6 se puede visualizar un diagrama de una red neuronal. La estructura de la red se compone de una capa de entrada, capas intermedias (ocultas) y una capa de salida. Los detalles teóricos de cómo trabajan las redes neuronales se pueden ver en [47].

Las neuronas de la primera capa representan los datos, de ahí se tiene que todas las neuronas en las distintas capas están conectadas con otras a través de unos enlaces (flechas). Cada neurona tiene n entradas y cada entrada tiene un peso que se asigna durante la fase de aprendizaje de la red (o es aleatorio al principio). Se hace una suma de las entradas con los pesos correspondientes y después se pasan por una función de activación (una sigmoide) que produce un valor de salida. Este valor se convierte en la entrada de la neurona de la capa siguiente o la salida de la red en el caso de que

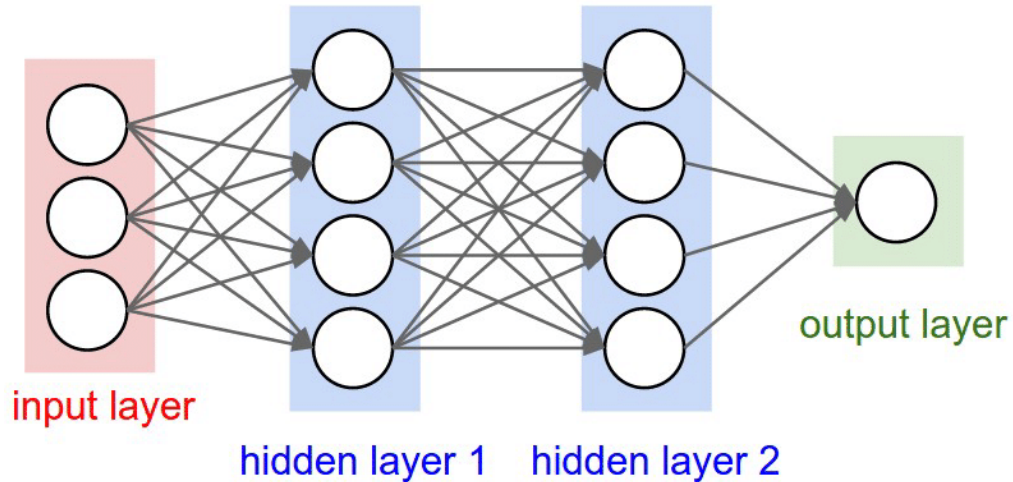


Figura 6.6: Diagrama de una red neuronal [48].

sea la última capa. Para realizar el aprendizaje, normalmente se intenta minimizar una función de pérdida que evalúa la red en su totalidad. Los valores de los pesos de las neuronas se van actualizando, buscando reducir el valor de la función de pérdida. El algoritmo de backpropagation es el que realiza este proceso al final. Los detalles de este se pueden encontrar en [47].

La cantidad resultante obtenida es la respuesta discriminante de la red neuronal, también se le conoce como puntaje de clasificación. Esta puntuación, es medida de 0 a 1, es una medida probabilística de que un evento es similar a señal (salida = 1) o similar a ruido de fondo (salida = 0).

Existen otras estructuras de redes neuronales como las redes neuronales multicapas o profundas que son redes que tienen más de una capa oculta en su estructura. Además, se tienen las redes recurrentes (RNN), son un tipo de redes capaces de reconocer secuencias de datos a lo largo del tiempo, como textos, series numéricas etc. Este tipo de redes se apoyan en ciclos que permiten que la salida de la red o en algún momento dado la salida sirva como entrada de la propia red en el siguiente momento.

En este trabajo se utilizó un tipo de red neuronal recurrente llamada red neuronal de corto-largo plazo (LSTM o long short time memory en inglés). Este tipo de redes están diseñadas para recordar información durante largos periodos de tiempo. Las LSTM tienen una estructura como se ve en la figura 6.7, contienen una celda de me-

moria y está conectada a la red con una serie de compuertas que tienen la capacidad de eliminar o agregar información a la red.

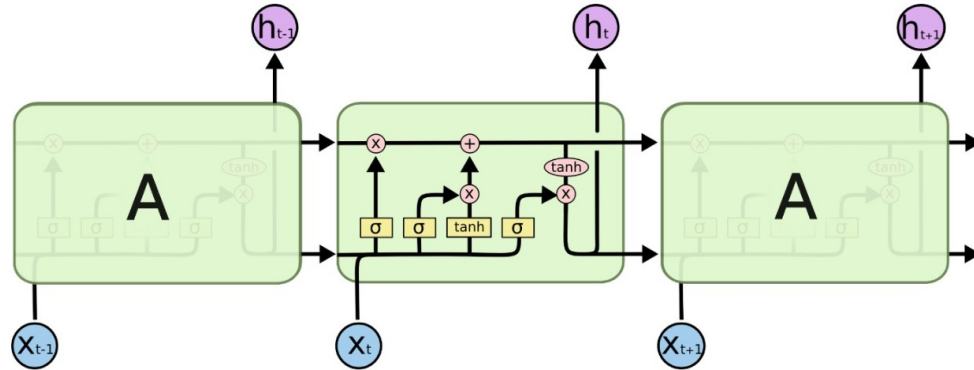


Figura 6.7: Diagrama de una red neuronal de tipo LSTM [49].

6.5.3. Rendimiento del algoritmo clasificador

Una vez que se entrena el método clasificador, su rendimiento puede evaluarse analizando la curva de característica operativa del receptor (ROC) o, de manera similar, el área bajo la curva ROC (AUROC). La curva ROC es una medida del rechazo de fondo del clasificador frente a la eficiencia de la señal. La eficiencia de la señal se define como la proporción de eventos de señal clasificados correctamente por eventos de señal catalogados incorrectamente, mientras que el rechazo de fondo se define como la proporción de eventos de fondo clasificados incorrectamente por eventos de fondo correctamente catalogados.

Un algoritmo clasificador completamente aleatorio categoriza igualmente los eventos de señal y de fondo de forma correcta e incorrecta. Sin embargo, un algoritmo clasificador ideal actuaría para maximizar la eficiencia de la señal y el rechazo de fondo. Esto sería análogo a observar una separación completamente distinta en las distribuciones de finales del algoritmo. Podemos cuantificar el rendimiento del método clasificador en términos de un valor AUROC: cuanto más cerca de 1, mejor será el rendimiento del algoritmo.

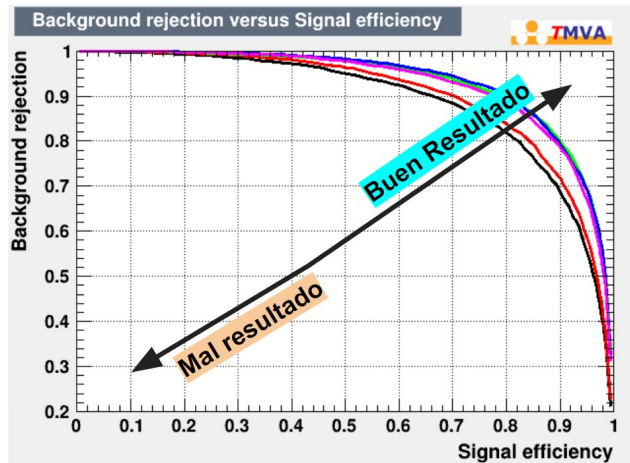


Figura 6.8: Ejemplo de curvas de ROC donde un buen algoritmo clasificador empuja la curva de ROC hacia (1.0,1.0).

6.6. Entrenamiento de métodos multivariados

Después de haber visto los diferentes métodos multivariados, el siguiente paso es encontrar cual es el que mejor funciona en la discriminación entre la señal tHq con los ruidos resonantes y no resonantes. La forma más común de aprendizaje de los algoritmos de machine learning, como hemos visto, es a través de la modificación de los pesos que cada neurona le asigna a la información que recibe de las neuronas que la preceden. Así, los algoritmos van modificando los pesos en la etapa de aprendizaje, que se conoce como 'entrenamiento'. Con el fin de que un algoritmo como BDT o una red neuronal aprenda exitosamente una tarea es necesario el entrenamiento. El conjunto de datos generalmente se divide en un subconjunto de entrenamiento y uno de prueba, cuya verdadera clasificación ya se conoce previamente. El subconjunto de entrenamiento se utiliza para generar la estructura del método con el que se va a trabajar y el subconjunto de prueba se utiliza para verificar la eficacia del algoritmo.

6.6.1. Observables a entrenar

Se enlistan las variables extraídas de todas las fuentes de ruido con el objeto de generar redes neuronales que exploten en mayor medida las regiones de sus distribuciones en donde difieren con respecto a la señal. Estas representan a los objetos y observables principales de los eventos seleccionados, por ejemplo, se incluyen variables cinemáticas de los estados finales del proceso de señal como de dos fotones, del leptón y

variables de jets y del b-jet.

- $P_t(\text{fotón mas energético})/M_H$ (reconstruida)
- $P_t(\text{segundo fotón mas energético})/M_H$ (reconstruida)
- η (fotón mas energético)
- η (segundo fotón mas energético)
- Discriminante del fotón mas energético
- Discriminante del segundo fotón mas energético
- Señal en el pixel tracker de CMS del fotón mas energético
- Señal en el pixel tracker de CMS del segundo fotón mas energético
- Multiplicidad de jets
- Multiplicidad de b-jets
- Multiplicidad de jets en la region central del detector
- Carga de leptones
- p_T (lepton mas energético)
- η (lepton mas energético)
- p_T (jet frontal)
- η (jet frontal)
- Discriminante del jet frontal
- Masa reconstruida del top quark
- ΔR entre tH y jet frontal
- ΔR entre el leptón y b-jet
- ΔR entre el leptón y jet frontal
- ΔR entre el b-jet y jet frontal
- ΔR entre el fotón mas energético y jet frontal
- ΔR entre el segundo fotón mas energético y jet frontal
- p_T (b-jet 1)
- p_T (b-jet 2)
- p_T (b-jet 3)
- η (b-jet 1)
- η (b-jet 2)
- η (b-jet 3)
- Discriminante de b-jet 1 mas alto
- Discriminante de b-jet 2 mas alto
- Discriminante de b-jet 3 mas alto
- p_T (jet 1)
- p_T (jet 2)
- p_T (jet 3)
- η (jet 1)
- η (jet 2)
- η (jet 3)

- Discriminante del jet 1
- Discriminante del jet 2
- Discriminante del jet 3

En las figuras 6.9 a 6.12 se hablará sobre algunas de las mejores variables para hacer la discriminación entre señal y ruido, también se presentan algunas variables que presentan casos de variables con las más altas y bajas capacidades de discriminación basados en la forma de sus distribuciones. En las siguientes figuras el color azul representa el proceso de señal tHq y el color rojo en la figura (a) representa el proceso $t\bar{t}H$ y en la figura (b) el color rojo representa el ruido no resonante di-fotón. En la figura 6.9 se muestra la variable de multiplicidad de jets, podemos ver que la diferencia que existe entre tHq y $t\bar{t}H$ es que el promedio de multiplicidad de jets tiende a ser más grande para el ruido de fondo $t\bar{t}H$, lo cual tiene sentido ya que al generar un top quark adicional con respecto a la señal, este posee mayores fuentes de jets. Por otra parte, la variable de multiplicidad de jets no es igual de útil para discriminar en contra del ruido no resonante pues como se muestra en la Figura 6.9 (b) en general la distribución obtenida es muy similar a la de señal.

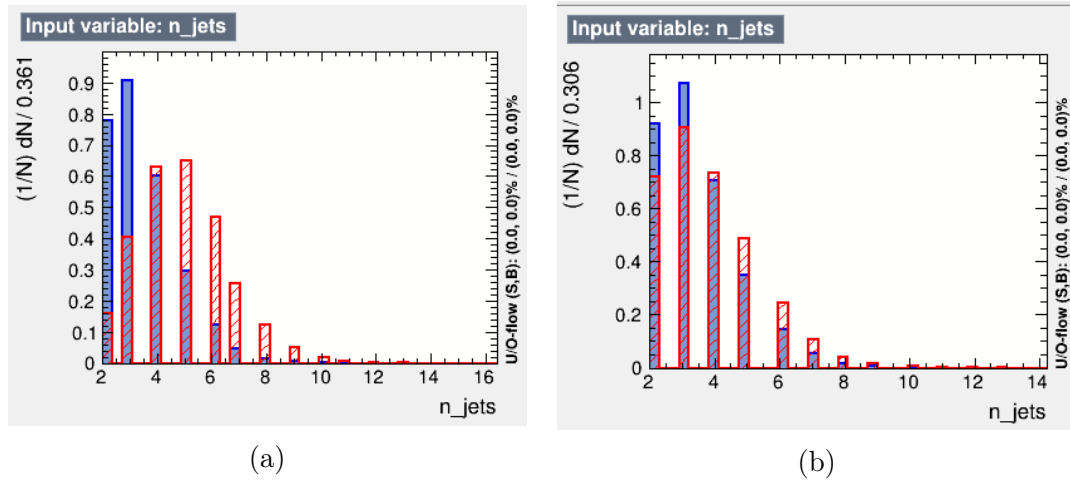


Figura 6.9: En la gráfica (a) se muestra la variable de multiplicidad de jets de tHq vs $t\bar{t}H$. En la gráfica (b) se muestran la variable de multiplicidad de jets de tHq vs ruido no resonante.

En la figura 6.10 se muestra la variable de multiplicidad de jets centrales, podemos ver que la diferencia que existe entre tHq y $t\bar{t}H$ es que el promedio de multiplicidad de jets tiende a ser más grande para el ruido de fondo $t\bar{t}H$. Por otra parte, la variable de multiplicidad de jets centrales no es igual de útil para discriminar en contra del ruido

no resonante pues como se muestra en la Figura 6.10 (b) en general la distribución obtenida es muy similar a la de señal.

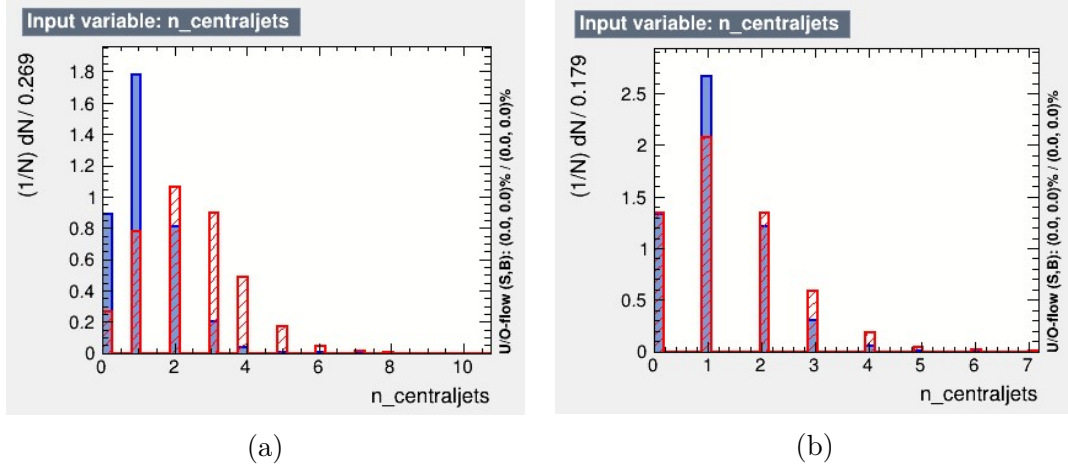


Figura 6.10: En la gráfica (a) se muestra la variable de multiplicidad de jets centrales de tHq vs $t\bar{t}H$. En la gráfica (b) se muestran la variable de multiplicidad de jets centrales de tHq vs el ruido no resonante.

En la figura 6.11 (a) podemos ver la variable de la pseudorapidez del leptón no sería útil para discriminar en contra el ruido resonante pues como se muestra en la figura 6.11 (a) en general la distribución obtenida es muy similar a la de señal tHq . Por otra parte, la variable de la pseudorapidez del leptón en la figura 6.11 (b) si sería útil porque el leptón tiende a aparecer en la sección central del detector y en el ruido no resonante el leptón tiende a generarse fuera de la zona central del detector.

En la figura 6.12 se muestra la variable de la pseudorapidez del jet frontal. En la figura 6.12 (a) podemos ver que esta variable si sería útil para la discriminación ya que en la señal tHq el jet tiende a aparecer en una dirección muy frontal del detector $|\eta| > 2.5$ cercana a la dirección del haz y en el proceso $t\bar{t}H$ el jet tiende a generarse un poco más en la región central $|\eta| < 2$ del detector. La variable del jet con atla pseudorapidez en la figura 6.12 (b) en el proceso ruido no resonante tiende a generarse un poco más en la región central $|\eta| < 2$ que en el proceso tHq .

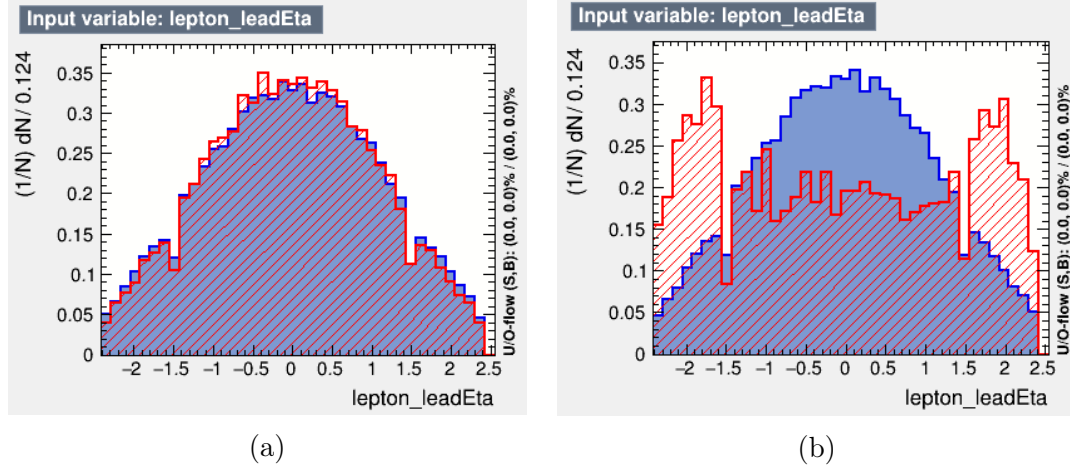


Figura 6.11: En la gráfica (a) se muestra la variable de la pseudorapidez del leptón de $t\bar{H}q$ vs $t\bar{t}H$. En la gráfica (b) se muestran la variable de la pseudorapidez del leptón de $t\bar{H}q$ vs ruido no resonante.

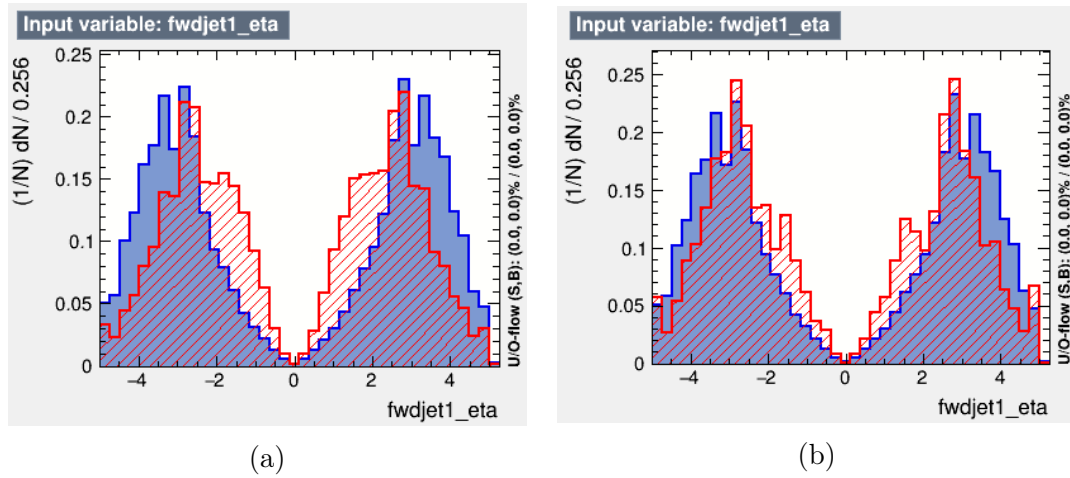


Figura 6.12: En la gráfica (a) se muestra la variable de la pseudorapidez del jet delantero de $t\bar{H}q$ vs $t\bar{t}H$. En la gráfica (b) se muestran la variable de la pseudorapidez del jet delantero de $t\bar{H}q$ vs ruido no resonante.

Entonces de la lista de variables mencionadas se espera que las variables de multiplicidad de jets, jets centrales, la pseudorapidez del leptón y la pseudorapidez del jet frontal nos proporcionen la mayor capacidad de discriminación por simplemente analizando las formas de sus distribuciones muestran la mayor discriminación.

6.6.2. Entrenamiento tHq vs $t\bar{t}H$

El entrenamiento descrito en esta sección se desarrolló entre la señal tHq contra $t\bar{t}H$ ya que el ruido $t\bar{t}H$ es el ruido resonante más dominante en este análisis. En la gráfica 6.13 (a) podemos ver el entrenamiento del método de BDT en donde se hizo un análisis con 10 tipos de redes tipo árbol BDTs pero con diferentes características como el porcentaje mínimo de eventos en un nodo y la profundidad máxima del árbol, podemos observar que el BDT 6 fue el que mejor rendimiento presentó y el cual tiene la característica de que la profundidad del árbol sea igual a 3.

Para el caso de las redes neuronales generadas por los paquetes kDL, kDNN y la red neuronal tipo LSTM generada con TensorFlow se analizaron 5 casos ya que el tiempo que duran en correr estos algoritmos es demasiado (de 4 a 8 horas). En la gráfica 6.13 (b) se muestra el entrenamiento de 5 redes neuronales generadas por el paquete kDNN en donde la curva DNN 4 es el que mejor funcionó. En la gráfica 6.13 (c) se muestra el entrenamiento de 5 redes neuronales generadas por el paquete kDL en donde la curva DL 03 fue la mejor para la discriminación. En la última gráfica 6.13 (d) se muestra el entrenamiento de 5 redes neuronales de tipo LSTM generadas con TensorFlow y se puede observar que la curva con mejor rendimiento fue la de Tensorflow 4.

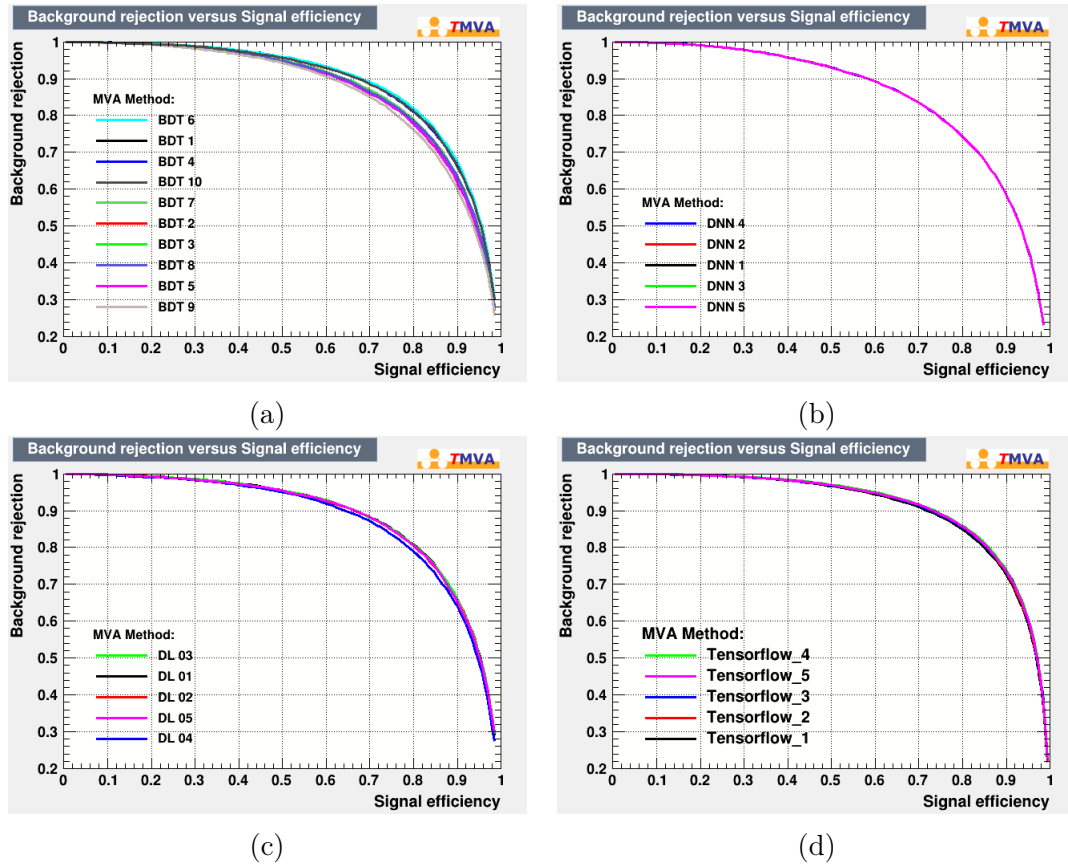


Figura 6.13: Curvas ROC para el entrenamiento de tHq vs $t\bar{t}H$. En la gráfica (a) se muestran las curvas ROC para distintos BDTs. En la gráfica (b) se muestran las curvas ROC para distintos DNNs, en la gráfica (c) se tienen diferentes curvas de ROC para el entrenamiento entre distintos DLs y al final se tiene una gráfica con distintas curvas de ROC para el método multicapas LSTM de TensorFlow.

Después de haber obtenido los resultados que arrojan los entrenamientos de los diferentes métodos seleccionamos los que mejor rendimiento tuvieron y producimos un último estudio para ubicar cuál de los 4 métodos es el que mejor hace la discriminación. En la gráfica 6.14 (a) se observa que el algoritmo que presenta el mejor rechazo de ruido y que conserva la mayoría de la señal es la red neuronal de tipo LSTM de TensorFlow ya que es la que se acerca más al uno.

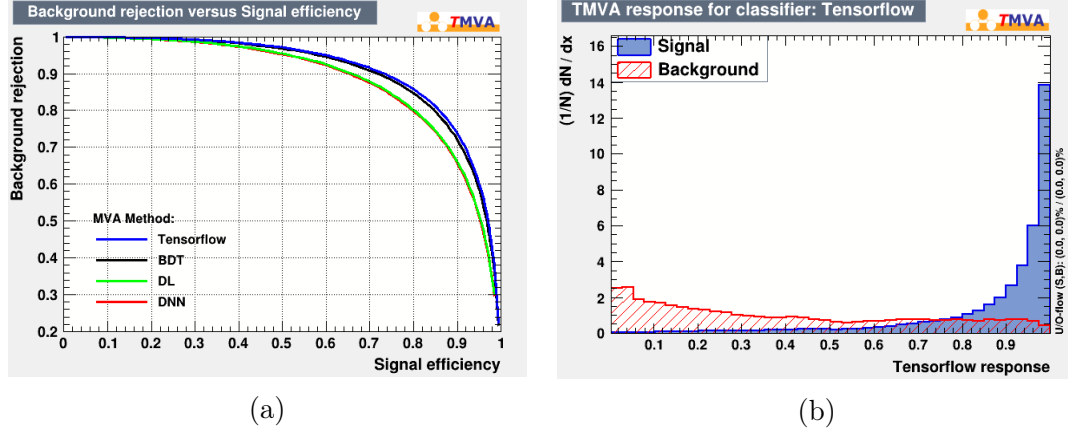


Figura 6.14: Las curvas representan los diferentes métodos que resultaron con el mejor rendimiento como Tensorflow (azul), BDT (negro), DL (verde) y DNN (rojo) Respuesta del algoritmo multicapas LSTM con la señal (azul) y el ruido de fondo (rojo).

En la figura 6.14 (b) se puede observar el histograma que indica el puntaje de clasificación de la red neuronal LSTM ante la señal y el ruido de fondo. Como se puede ver, los eventos de señal (azul) tiene valores que tienden más a 1 que los de ruido (rojo). Se puede notar que hay superposición de eventos de ruido con los de señal y esto se debe a que el clasificador no es perfecto y clasifica algunos eventos de ruido que tiene características muy similares a la señal. Para seleccionar el corte que se hará en el rango del puntaje de clasificación de la red neuronal LSTM, en este caso está en el rango de 0 a 1, se suele escoger un valor de la respuesta del clasificador, de tal forma que se eliminen todos los eventos menor al valor del corte (independientemente de hayan sido clasificados como señal o ruido), hay que notar que se tiene que tener cuidado al momento de elegir el valor de corte ya que si se toma un punto muy bajo en el rango de clasificación estaríamos dejando pasar una gran parte del ruido pero si se toma un valor alto podemos eliminar una gran parte de la señal.

6.6.3. Entrenamiento tHq vs Ruido no resonante

El entrenamiento descrito en esta sección se desarrolló entre la señal tHq contra el ruido no resonante di-fotón ya que es el ruido no resonante más dominante en este análisis. La aplicación de los 4 métodos multivariantes se llevó a cabo de la misma forma descrita en la sección anterior. En la gráfica 6.15 (a) podemos ver el entrenamiento del método de BDT en donde se hizo un análisis con 10 tipos de redes tipo

árbol BDTs, podemos observar que el BDT 6 fue el mejor el cual tiene la característica de que la profundidad del árbol sea igual a 3. En la gráfica 6.13 (b) se muestra el entrenamiento de 5 redes neuronales generadas por el paquete kDNN en donde la curva DNN 04 es la que mejor rendimiento tuvo. En la gráfica 6.13 (c) se muestra el entrenamiento de 5 redes neuronales generadas por el paquete kDL en donde la curva DL 02 fue la mejor para la discriminación. En la última gráfica 6.13 (d) se muestra el entrenamiento de 5 redes neuronales de tipo LSTM generadas con TensorFlow y se puede observar que la curva con mejor rendimiento fue la de Tensorflow 4.

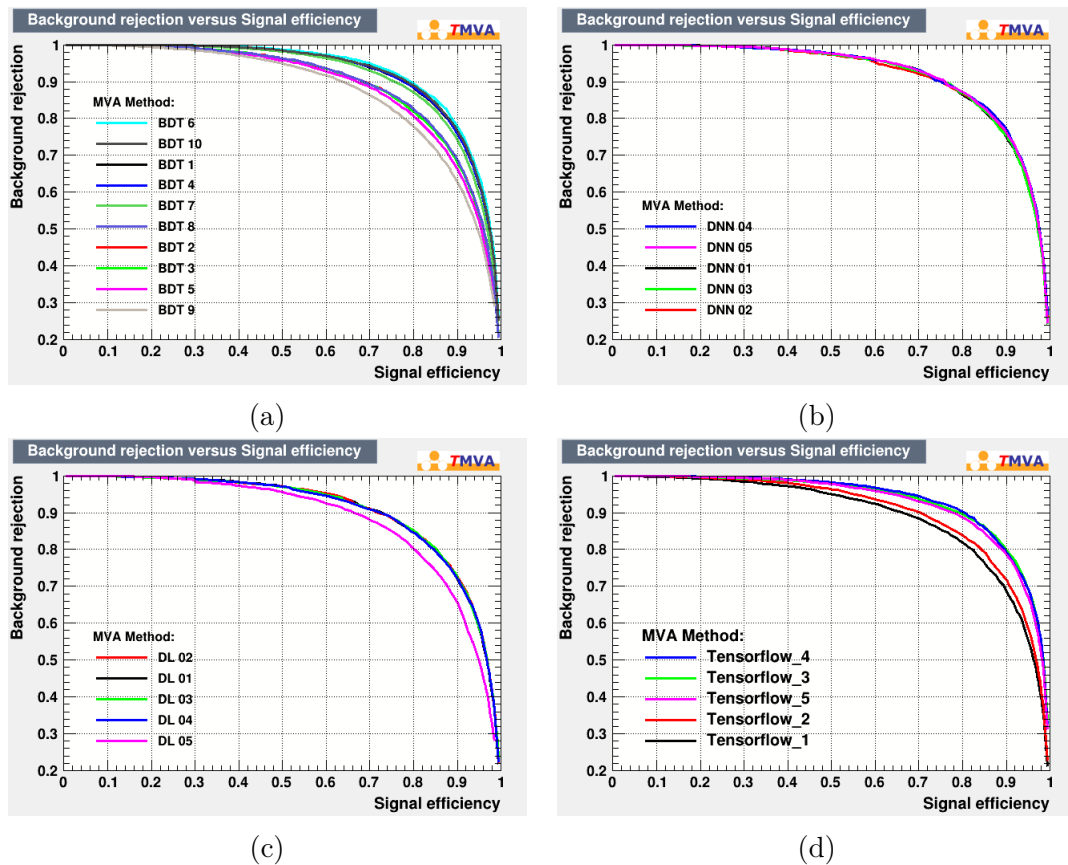


Figura 6.15: Curvas ROC para el entrenamiento de ruido no resonante. En la gráfica (a) se muestran las curvas ROC para distintos BDTs. En la gráfica (b) se muestran las curvas ROC para distintos DNNs, en la gráfica (c) se tienen diferentes curvas de ROC para el entrenamiento entre distintos DLs y al final se tiene una gráfica con distintas curvas de ROC para el método multicapas LSTM.

Después de haber obtenido los resultados que arrojan los entrenamientos de los diferentes métodos seleccionamos los que mejor rendimiento tuvieron y producimos un

último estudio para ubicar cuál de los 4 métodos es el que mejor hace la discriminación. En la gráfica 6.16 (a) se observa que el algoritmo que presenta el mejor rechazo de ruido y que conserva la mayoría de la señal es el BDT ya que es la que se acerca más al uno.

En la figura 6.16 (b) se puede observar el histograma que indica el puntaje de clasificación del BDT ante la señal y el ruido de fondo. Como se puede ver, los eventos de señal (azul) tienden más a la región de valores positivos que los de ruido (rojo) a la región negativa. Se puede notar que hay superposición de eventos de ruido con los de señal y esto se debe a que el clasificador no es perfecto y clasifica algunos eventos de ruido que tiene características muy similares a la señal. Para seleccionar el corte que se hará en el rango del puntaje de clasificación de BDT que en este caso está en el rango de -0.3 a 0.4, se suele escoger un valor de la respuesta del clasificador, de tal forma que se eliminen todos los eventos menor al valor del corte (independientemente de hayan sido clasificados como señal o ruido), hay que notar que se tiene que tener cuidado al momento de elegir el valor de corte ya que si se toma un punto muy bajo en el rango de clasificación estaríamos dejando pasar una gran parte del ruido pero si se toma un valor alto podemos eliminar una gran parte de la señal. En este último entrenamiento se encontró que el BDT arrojó un mejor resultado utilizando solo 40 variables y no 42 como en el entrenamiento tHq vs $t\bar{t}H$.

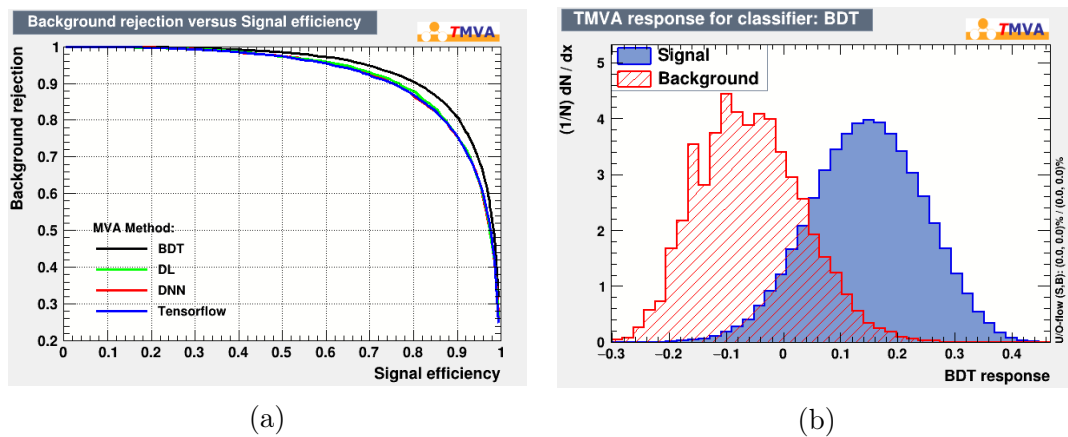


Figura 6.16: Curvas ROC para el entrenamiento de tHq vs ruido no resonante. Las curvas representan los diferentes métodos como el método multicapa LSTM de TensorFlow (azul), BDT (negro), DL (verde) y DNN (rojo). Respuesta del algoritmo de BDT con la señal (azul) y el ruido de fondo (rojo).

En la figura 6.17 podemos ver las distribuciones de las variables del momento transversal del tercer b-jet y la variable de discriminación del tercer jet. Observando las distribuciones de estas variables podemos ver que no serían útiles en la discriminación ya que las distribuciones para la señal, el ruido resonante y no resonante son exactamente iguales.

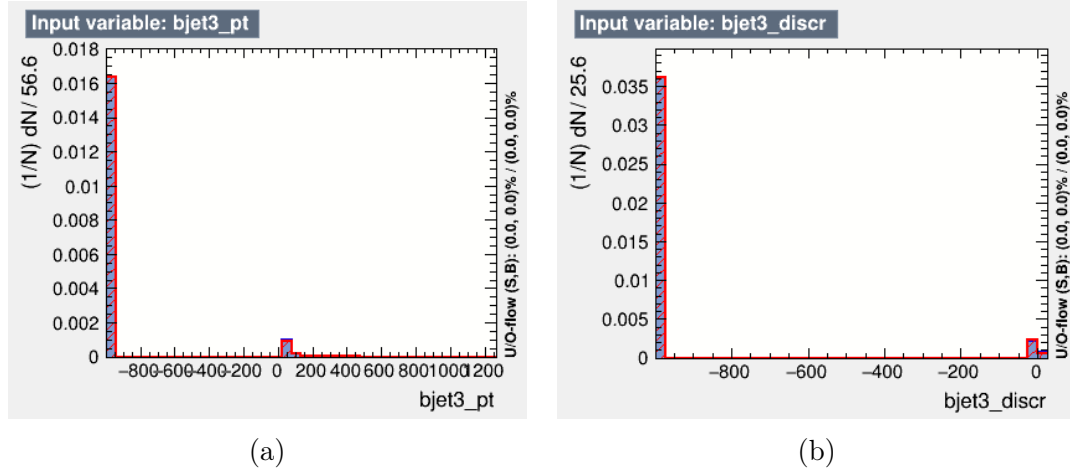


Figura 6.17: En la gráfica (a) se tiene la distribución (a) de la variable del momento transversal del tercer b-jet y en la gráfica (b) se tiene la variable de discriminación del tercer jet.

Después de haber definido las variables de respuesta del método multicapas LSTM de TensorFlow y BDT, el siguiente paso es encontrar cortes óptimos en estas variables, de modo que la mayoría de los eventos de ruido resonante $t\bar{t}H$ y no resonante di-fotón se eliminen mientras que al mismo tiempo una parte de la señal tHq sobreviva. Por ello, se realiza una serie de combinaciones de cortes al mismo tiempo en las variables de respuesta, además utilizaremos el método de Máxima Verosimilitud (Likelihood scan en inglés) con el cual podemos generar límites de exclusión para determinar la mayor sensibilidad con la cual podemos sondear el proceso tHq .

6.7. Método de Máxima Verosimilitud

La función de verosimilitud [50] es un método para estimar el valor de uno o más parámetros θ de una distribución de probabilidad a partir de datos. La verosimilitud $L(\theta)$, es una función que depende de los parámetros dado un conjunto de datos, es la probabilidad de observar los datos, dado un cierto valor de θ . Para un conjunto de observaciones x_i que se distribuyen de acuerdo una densidad de probabilidad $f(x|\theta)$, la función de verosimilitud está dada por

$$L(\theta) = \prod_{i=1}^n f(x_i|\theta) \quad (6.7)$$

El estimador de máxima verosimilitud del parámetro desconocido $\hat{\theta}$ es el valor de θ que maximiza $L(\theta)$. En la práctica en lugar de maximizar la verosimilitud es común minimizar el logaritmo negativo de la función de likelihood, por lo tanto, la función se transforma de la siguiente forma:

$$L(\theta) \rightarrow -2 \sum_{i=1}^n \ln L(x_i|\theta) \quad (6.8)$$

En física de altas energías se suele trabajar con histogramas que contienen los datos de las mediciones, como el número de eventos depositados en bins de los histogramas. Estos se comparan con un número predicho de señal y de ruido. El parámetro de interés de este análisis es la intensidad de señal descrita en la sección 6.4. La distribución del contenido de eventos en un bin del proceso tHq se describe con una función de probabilidad Poisson debido a la reducida cantidad de eventos que corresponden a la esperanza del SM, entonces la función de verosimilitud viene dada de la siguiente forma

$$L(\mu | x) = \prod_{i=1} \frac{(\mu s_i + b_i)^{n_i}}{n_i!} e^{-\mu s_i - b_i} \quad (6.9)$$

donde n_i son el número de eventos observados en el bin i , y s_i y b_i son la predicción de señal y la predicción de ruido en el bin i .

La gráfica 6.18 (a) presenta el resultado de haber aplicado la selección de eventos descrita en la sección 6.3. En la gráfica podemos ver la señal tHq de rojo, los procesos resonantes como $t\bar{t}H$ (morado), HV (azul) y tHW (rosa) y el ruido no resonante di-fotón (naranja). Además, se muestran los diferentes moldes de señal aumentada 20,40 y 71.6 veces el SM.

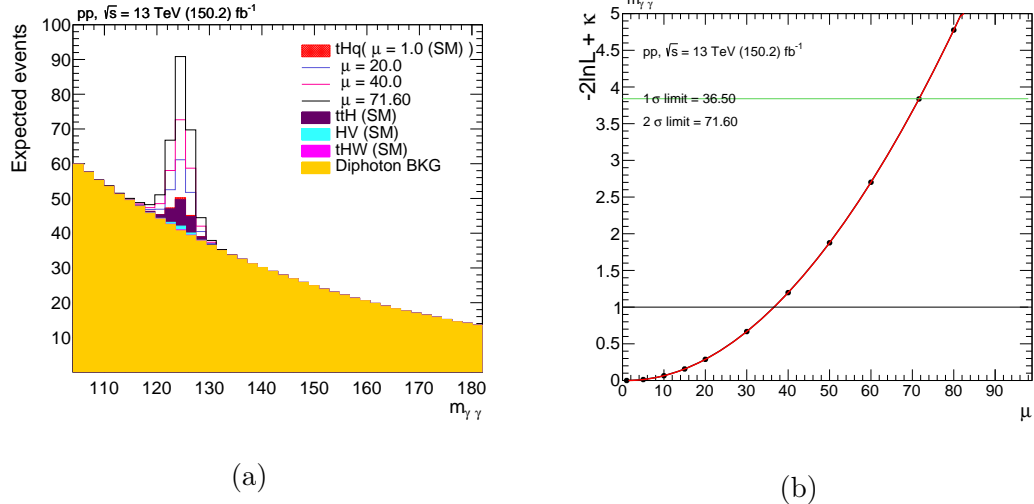


Figura 6.18: Histograma de masa del sistema di-fotón (a) con diferentes moldes de señal aumentada. El color rojo sólido indica la señal esperada de tHq $\mu = 1$ por el SM y las demás líneas representan diferentes moldes de señal aumentada 20,40 y 71.60 veces la del proceso tHq.(b) Curva de verosimilitud con limites a 1σ y 2σ .

La gráfica 6.18 (b) representa la distribución de verosimilitud. De acuerdo con la referencia [50], los valores de 3.64 y 1 establecen límites de exclusión a 95 % y 68 % de confianza respectivamente. Podemos ver que el límite superior a 2σ tiene un valor de 71.6. Esto quiere decir que podemos empezar a excluir modelos alternos al del SM desde el 71.6 lo cual significa que el SM se puede discriminar exitosamente de aquellos modelos que tienen una producción aumentada en un factor a partir de 71.6 en adelante, también lo que nos dice este valor es que todavía no tenemos una buena sensibilidad para sondear el proceso el proceso tHq.

6.8. Optimización 2-Dimensional

Habiendo ubicado los mejores métodos para la discriminación entre señal y ruido, el siguiente paso es encontrar los cortes óptimos para el BDT y el método multicapas LSTM de TensorFlow. Para seleccionar los cortes óptimos nos enfocaremos en los valores de los límites que se pueden extraer del cálculo de máxima verosimilitud. Para ello, hacemos un análisis 2 dimensional con los entrenamientos de BDT y el método multicapas LSTM de TensorFlow. La gráfica 6.19 muestra el resultado del análisis 2-dimensional en donde podemos observar que el eje X representa los cortes de Tensorflow y el eje Y los cortes de BDT. En la gráfica 6.19 podemos notar una región de color azul que representa la zona en donde los valores de los límites a 2σ son más pequeños alrededor de 20 pero para apreciar aún mejor los detalles en esta gráfica, se incluye una nueva versión con mayor resolución.

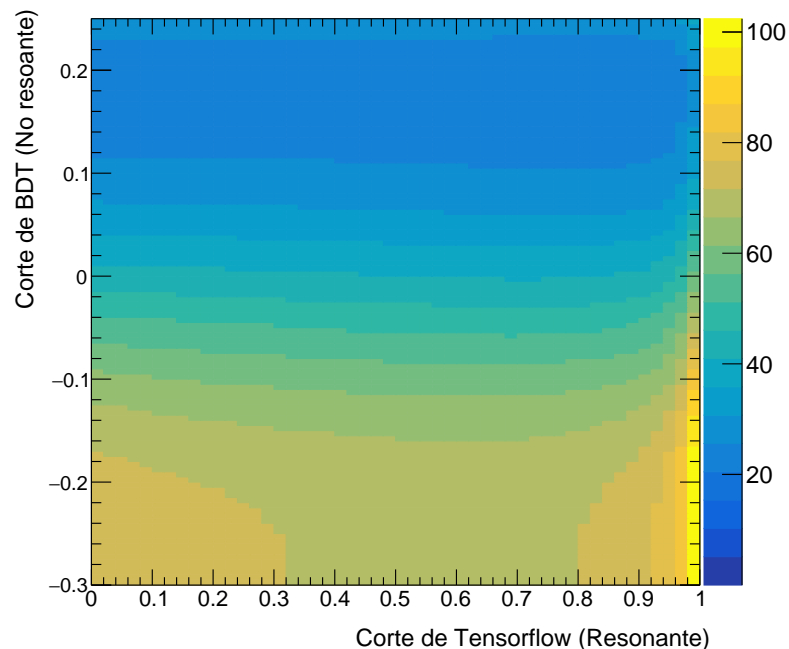


Figura 6.19: Gráfica 2-dimensional para la selección de cortes en la respuesta del método LSTM de Tensorflow y BDT.

La gráfica 6.20 muestra una serie de valores que son los límites a 2σ . Podemos observar que con el nivel de granularidad con la que estamos trabajando generamos una serie de valores pequeños alrededor de 21.8. Se obtienen un conjunto de opciones

con valores mínimos, y se selecciona el que mantiene la mayor estadística posible en las distribuciones finales. Seleccionamos los puntos de la gráfica 6.20 para el eje X (Respuesta de Tensorflow) en 0.70 y para el eje Y (Respuesta de BDT) en 0.185 ya que este punto nos daría la opción de trabajar con la mayor estadística posible.

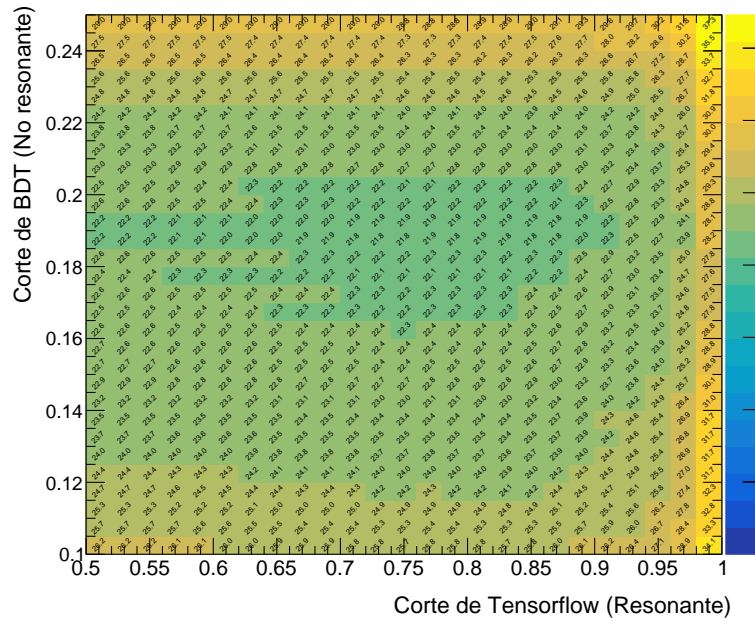


Figura 6.20: Gráfica 2-dimensional para la selección de cortes en la respuesta del método LSTM de Tensorflow y BDT con una región óptima de cortes.

A continuación, aplicaremos los cortes en las variables de respuesta de Tensorflow y BDT en los datos simulados para generar una nueva distribución de masa y aplicaremos el método de máxima verosimilitud para determinar la sensibilidad con que se podría sondear el proceso tHq con la nueva optimización.

Capítulo 7

Resultados

7.0.1. Aplicación de métodos de aprendizaje óptimos a la selección

En la figura 7.1 se incluye la distribución de masa reconstruida del Higgs en su decaimiento a dos fotones incluyendo los dos requerimientos adicionales de selección a base de aprendizaje supervisado obtenidos en el capítulo anterior. Un aspecto relevante en la gráfica 7.1 (a) es que la proporción de señal tHq (6.6 %) incremento en un factor de 5900.00 % con respecto al resultado obtenido sin haber aplicado la optimización (0.11 %). También en la gráfica 7.1 (a) se incluyen moldes de producción aumentada μ de 5, 10 y 21.80 veces la señal de tHq. Particularmente podemos ver como se vería el modelo de $\mu = 21.80$ en color negro. El molde $\mu = 21.80$ en la resonancia de masa puede visualizar como un límite superior de incertidumbre del SM a 2σ , de identificarse entradas de datos arriba de este límite para cualquiera de los bins, implicaría detección de física BSM.

En la gráfica 7.1 (b) se muestra la curva de verosimilitud con un límite superior a 2σ de 21.80, esto significa que podemos empezar a excluir modelos alternos al proceso tHq desde 21.80 en adelante. Este nuevo límite de exclusión representa una reducción del 69.55 % con respecto al resultado obtenido sin haber aplicado la optimización ($\mu = 71.60$).

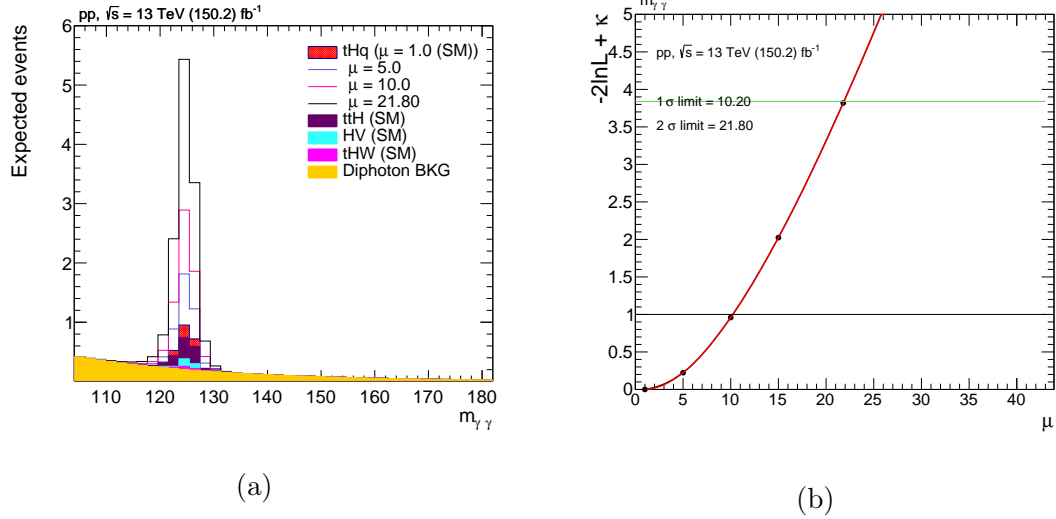


Figura 7.1: (a) Histograma de masa del sistema di-fotón con diferentes moldes de señal aumentada. El color rojo sólido indica la señal esperada de tHq $\mu = 1$ por el SM y las demás líneas representan diferentes moldes de producción de señal aumentada 5,10 y 21.80 veces la del proceso tHq.(b) Curva de verosimilitud con límites a 1σ y 2σ .

En la Tabla 7.1 se puede encontrar en la segunda columna el porcentaje de contribución para los distintos procesos al aplicar la preselección de eventos indicada en la sección 6.3 y en la quinta columna las proporciones obtenidas una vez que se agregan los requerimientos derivados del entrenamiento que se discute en las secciones 6.6 que tiene como objetivo suprimir las contribuciones de los procesos de ruido ttH y ruido no resonante.

Señal tHq y ruidos resonantes y no resonantes	Proporción sin optimizar	Eficiencia sin optimizar	Proporción con optimización	Eficiencia con optimización	Porcentaje de cambio
tHq	0.11 %	0.12884	6.60 %	0.04441	+5900.00 %
ttH	1.52 %	0.25357	12.33 %	0.01214	+711.18 %
HV	0.22 %	0.00826	3.34 %	0.00073	+1418.18 %
tHW	0.05 %	0.29901	1.55 %	0.05104	+3000.00 %
Ruido di-foton	98.1 %	11.17052	76.18 %	0.21942	-22.34 %

Tabla 7.1: Resumen de las proporciones de señal y ruidos antes y después de la optimización.

	Sin optimizar	Optimización	Porcentaje de cambio
Significancia	0.04	0.18	+350 %

Tabla 7.2: Resumen de la significancia de señal antes y después de la optimización.

7.0.2. Extrapolación a HL-LHC

Adicionalmente se extrapola a una luminosidad integrada superior a Run 2 hasta llegar a la cantidad de 4000 fb^{-1} valor que se asocia con lo que se espera recabar durante el periodo de alta luminosidad del LHC (HL-LHC). La gráfica a la izquierda en la Figura 7.2 muestra la distribución de masa escalada a una luminosidad integrada de 4000 fb^{-1} . Principalmente nos fijamos en la línea negra que representa el molde de producción aumentada $\mu = 4.10$, de la misma forma que en el resultado anterior si comparáramos este resultado con datos reales y se identificaran datos arriba de este límite para cualquiera de los bins, implicaría detección de física BSM.

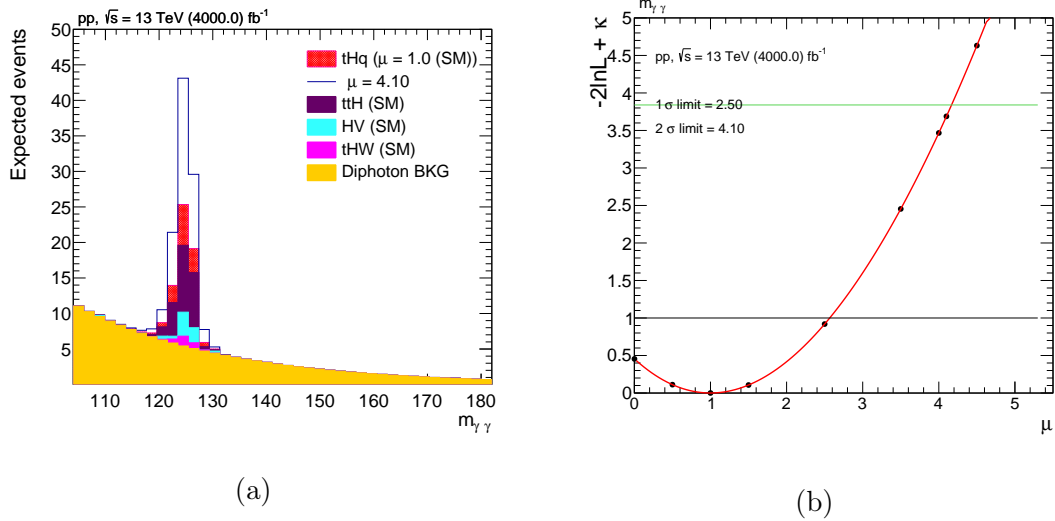


Figura 7.2: (a) Histograma de masa del sistema di-fotón con diferentes moldes de señal aumentada a una luminosidad de 4000 fb^{-1} . El color rojo sólido indica la señal esperada de tHq $\mu = 1$ por el SM y la línea negra representa el modelo $\mu = 4.10$.(b) Curva de verosimilitud con límites a 1σ y 2σ .

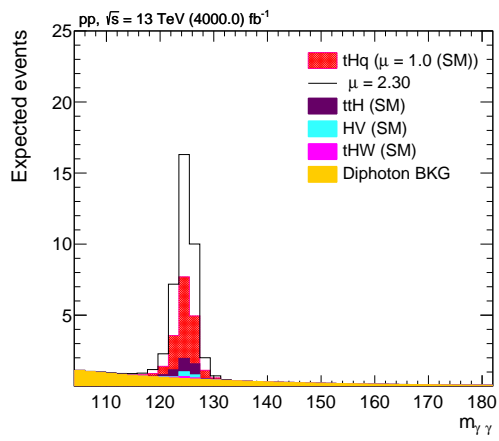
En la gráfica 7.2 (b) la curva de verosimilitud muestra un límite superior a 2σ de 4.10 lo que significa una reducción del 94.27 % con respecto al resultado obtenido sin haber aplicado la optimización ($\mu = 71.60$). El molde $\mu = 4.10$ el cual es un límite de exclusión que denota más precisión con respecto a lo que se obtiene con la luminosidad de Run 2 pudiéndose ahora diferenciar el SM de modelos con producción aumentada en un factor de 4 veces en adelante. Adicionalmente la curva de verosimilitud empieza a elevarse en el lado izquierdo, pero todavía no tenemos la sensibilidad como para poder diferenciar entre el valor de $\mu = 1$ y $\mu = 0$.

7.0.3. Escenario de reducción de ruidos

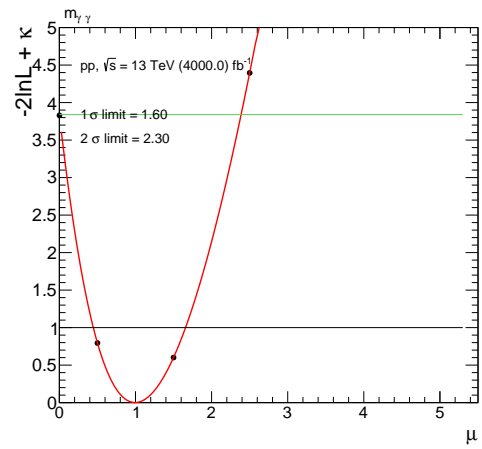
En esta sección analizamos un escenario de reducción del 90 % de los ruidos resonantes y no resonantes para explorar un escenario en el que podamos alcanzar la observación del proceso tHq. Esto quiere decir en lograr un escenario en el que podamos diferenciar entre el modelo tHq ($\mu=1$) con el modelo ($\mu=0$) con una sensibilidad a 5σ .

En la gráfica 7.3 se muestra cómo se vería el resultado del histograma de masa al haber eliminado un 90 % los ruidos. También en la gráfica 7.1 (a) se incluye el molde de producción aumentada μ de 2.30 veces la señal de tHq el cual representa el límite superior a 2σ en este escenario de reducción de ruidos.

En la gráfica 7.3 (b) se obtiene el límite a 2σ el cual tiene un valor de 2.30 y representa una reducción del 96.78 % con respecto al resultado obtenido sin haber aplicado la optimización ($\mu = 71.60$). En este escenario de reducción de los ruidos podemos notar que la curva de verosimilitud se levanta en el lado izquierdo y obtenemos sensibilidad para poder excluir el modelo $\mu = 0$ a 2σ .



(a)



(b)

Figura 7.3: (a) Histograma de masa del sistema di-fotón con diferentes moldes de señal aumentada. El color rojo sólido indica la señal esperada de tHq $\mu = 1$ por el SM y la línea negra representa el modelo $\mu = 2.30$.(b) Curva de verosimilitud con límites a 1σ y 2σ .

Capítulo 8

Conclusiones

A través del presente trabajo se ha estudiado escenarios de búsqueda del mecanismo de producción de Higgs tHq utilizando una muestra de referencia consistente con el SM. Se investigó la capacidad de discriminar dicho escenario del SM con otros alternos que tienen asociado una velocidad de producción aumentada. A continuación, se resumen los principales hallazgos:

- Se ha encontrado que es posible una mejora de sensibilidad al utilizar métodos de redes neuronales para la discriminación entre señal y ruido. Se encontró que el método de Tensorflow y BDT fueron la mejor alternativa para hacer la discriminación entre señal y ruido.
- Se encontró que al aplicar la selección obtenemos un valor del límite de exclusión a 2σ de 71.60 pero al aplicar la optimización este límite disminuye a 21.80 el cual representa una reducción del 69.55 %.
- En el escenario de alta luminosidad se encontró que el límite a 2σ se redujo a un valor de 4.10 el cual representa una reducción del 94.27 %. De la misma forma en el escenario de reducción de los ruidos se encontró que el límite a 2σ disminuye a un valor de 2.30 que representa una reducción del 96.78 %.
- 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.

De lo anterior se concluye que las posibilidades de observación de la producción tHq en las futuras etapas del LHC se ve restringida por el nivel de estadística resultante. Con las condiciones del análisis presentado es posible establecer límites de evidencia del proceso de señal, diferenciándose el modelo nulo $\mu = 0$ del caso SM $\mu = 1$ a 2σ . Para alcanzar un mayor poder de discriminación se requerirá inspeccionar la preselección

con el objeto de incrementar la estadística de la señal sin sacrificar su significancia sobre el ruido de fondo.

Referencias

- [1] CMS Collaboration, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, *Physics Letters B*, vol. 716, n.º 1, págs. 30-61, sep. de 2012. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021). dirección: <https://doi.org/10.1016%2Fj.physletb.2012.08.021>.
- [2] ATLAS Collaboration, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, *Physics Letters B*, vol. 716, n.º 1, págs. 1-29, sep. de 2012. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020). dirección: <https://doi.org/10.1016%2Fj.physletb.2012.08.020>.
- [3] CMS Collaboration, “Observation of $t\bar{t}H$ production”, *Physical Review Letters*, vol. 120, n.º 23, jun. de 2018. DOI: [10.1103/physrevlett.120.231801](https://doi.org/10.1103/physrevlett.120.231801). dirección: <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevlett.120.231801>.
- [4] ATLAS Collaboration, “Observation of Higgs boson production in association with a top quark pair at the LHC with the ATLAS detector”, *Physics Letters B*, vol. 784, págs. 173-191, sep. de 2018. DOI: [10.1016/j.physletb.2018.07.035](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.07.035). dirección: <https://doi.org/10.1016%2Fj.physletb.2018.07.035>.
- [5] CMS Collaboration, *Measurements of Higgs boson production cross sections and couplings in the diphoton decay channel at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, 2012. arXiv: [2103.06956](https://arxiv.org/abs/2103.06956) [hep-ex].
- [6] D. Griffiths, *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons, 2008.
- [7] M. Thomson, *Modern particle physics*. Cambridge University Press, 2013.
- [8] M. E. Peskin y D. V. Schroeder, *An Introduction to quantum field theory*. Reading, USA: Addison-Wesley, 1995, ISBN: 978-0-201-50397-5.
- [9] M. D. Schwartz, *Quantum Field Theory and the Standard Model*. Cambridge University Press, mar. de 2014, ISBN: 978-1-107-03473-0, 978-1-107-03473-0.
- [10] 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).
- [11] 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](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321). dirección: <http://cds.cern.ch/record/641592>.

- [12] 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](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508). dirección: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>.
- [13] 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](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.585).
- [14] A. Vicente, *Phenomenology of supersymmetric neutrino mass models*, 2011. arXiv: [1104.0831 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1104.0831).
- [15] *LHC Higgs Cross Section Working Group*. dirección: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHXSWG> (visitado 12-05-2021).
- [16] 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).
- [17] CMS Collaboration, *Observation of $t\bar{t}H$ production*, 2018. arXiv: [1804.02610 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1804.02610).
- [18] *The Higgs boson*. dirección: https://atlas.physicsmasterclasses.org/en/zpath_hboson.htm (visitado 12-05-2021).
- [19] S. Chatrchyan y col., “The CMS Experiment at the CERN LHC”, *JINST*, vol. 3, S08004, 2008. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004).
- [20] B. R. Martin y G. Shaw, *Particle physics*. John Wiley & Sons, 2017.
- [21] *Cern complex*. dirección: <https://home.cern/science/accelerators/accelerator-complex/panoramas> (visitado 12-05-2021).
- [22] *CMS Public-Luminosity Information*. dirección: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults> (visitado 12-05-2021).
- [23] M. Jeitler, “The upgrade of the CMS trigger system”, vol. 9, ago. de 2014. DOI: [10.1088/1748-0221/9/08/C08002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/08/C08002).
- [24] S. Moran y P. Lorenzo, “Using the Grid for Satellite Imagery with UNOSAT”, nov. de 2020.
- [25] T. Sakuma, “Cutaway diagrams of CMS detector”, mayo de 2019. dirección: <http://cds.cern.ch/record/2665537>.
- [26] *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 12-05-2021).

- [27] *ROOT a Data Analysis Framework: ROOT a Data analysis Framework*. dirección: <https://root.cern.ch/>.
- [28] *Flashgg framework*, <https://github.com/cms-analysis/flashgg>. (visitado 12-05-2021).
- [29] S. Höche, *Introduction to parton-shower event generators*, 2015. arXiv: [1411.4085](https://arxiv.org/abs/1411.4085) [hep-ph].
- [30] *Particle Physics University of Birmingham*. dirección: <http://www.ep.ph.bham.ac.uk/index.php?page=exp/H1/index> (visitado 12-05-2021).
- [31] 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].
- [32] *LHAPDF*. dirección: <https://lhapdf.hepforge.org/> (visitado 01-05-2022).
- [33] *The Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD*. dirección: <http://cteq.org> (visitado 01-05-2022).
- [34] 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].
- [35] 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].
- [36] 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>.
- [37] Angelsmark, Martin, *Studies of Dark Matter Signals at the LHC*, eng, Student Paper, 2017.
- [38] 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>.
- [39] 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].

- [40] A. M. Sirunyan y col., “Measurement of the semileptonic $t\bar{t}$ γ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ ”, 2017.
- [41] 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.
- [42] 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 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0811.4622).
- [43] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, H. Voss, M. Backes, T. Carli, O. Cohen, A. Christov, D. Dannheim, K. Danielowski, S. Henrot-Versille, M. Jachowski, K. Kraszewski, A. K. Jr., M. Kruk, Y. Mahalalel, R. Ospanov, X. Prudent, A. Robert, D. Schouten, F. Tegenfeldt, A. Voigt, K. Voss, M. Wolter y A. Zemla, *TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis*, 2007. arXiv: [physics/0703039 \[physics.data-an\]](https://arxiv.org/abs/physics/0703039).
- [44] Martín Abadi, Ashish Agarwal, Paul Barham, Eugene Brevdo, Zhifeng Chen, Craig Citro, Greg S. Corrado, Andy Davis, Jeffrey Dean, Matthieu Devin, Sanjay Ghemawat, Ian Goodfellow, Andrew Harp, Geoffrey Irving, Michael Isard, Y. Jia, Rafal Jozefowicz, Lukasz Kaiser, Manjunath Kudlur, Josh Levenberg, Dandelion Mané, Rajat Monga, Sherry Moore, Derek Murray, Chris Olah, Mike Schuster, Jonathon Shlens, Benoit Steiner, Ilya Sutskever, Kunal Talwar, Paul Tucker, Vincent Vanhoucke, Vijay Vasudevan, Fernanda Viégas, Oriol Vinyals, Pete Warden, Martin Wattenberg, Martin Wicke, Yuan Yu y Xiaoqiang Zheng, *TensorFlow: Large-Scale Machine Learning on Heterogeneous Systems*, Software available from [tensorflow.org](https://www.tensorflow.org/), 2015. dirección: <https://www.tensorflow.org/>.
- [45] F. Chollet y col., *Keras*, <https://keras.io>, 2015.
- [46] B. P. Roe, H.-J. Yang, J. Zhu, Y. Liu, I. Stancu y G. McGregor, “Boosted decision trees as an alternative to artificial neural networks for particle identification”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 543, n.º 2-3, págs. 577-584, mayo de 2005. DOI: [10.1016/j.nima.2004.12.018](https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.12.018). dirección: <https://doi.org/10.1016%2Fj.nima.2004.12.018>.
- [47] I. Narsky y F. C. Porter, *Statistical analysis techniques in particle physics: Fits, density estimation and supervised learning*. Weinheim, Germany: Wiley-VCH, 2014.

- [48] M. Musiol, *Speeding up Deep Learning Computational Aspects of Machine Learning*, 2016.
- [49] C. Olah, *Understanding LSTM Networks*. dirección: <https://colah.github.io/posts/2015-08-Understanding-LSTMs/> (visitado 12-05-2021).
- [50] 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>.

Apéndice A

VARIABLES ADICIONALES: tHq vs ttH

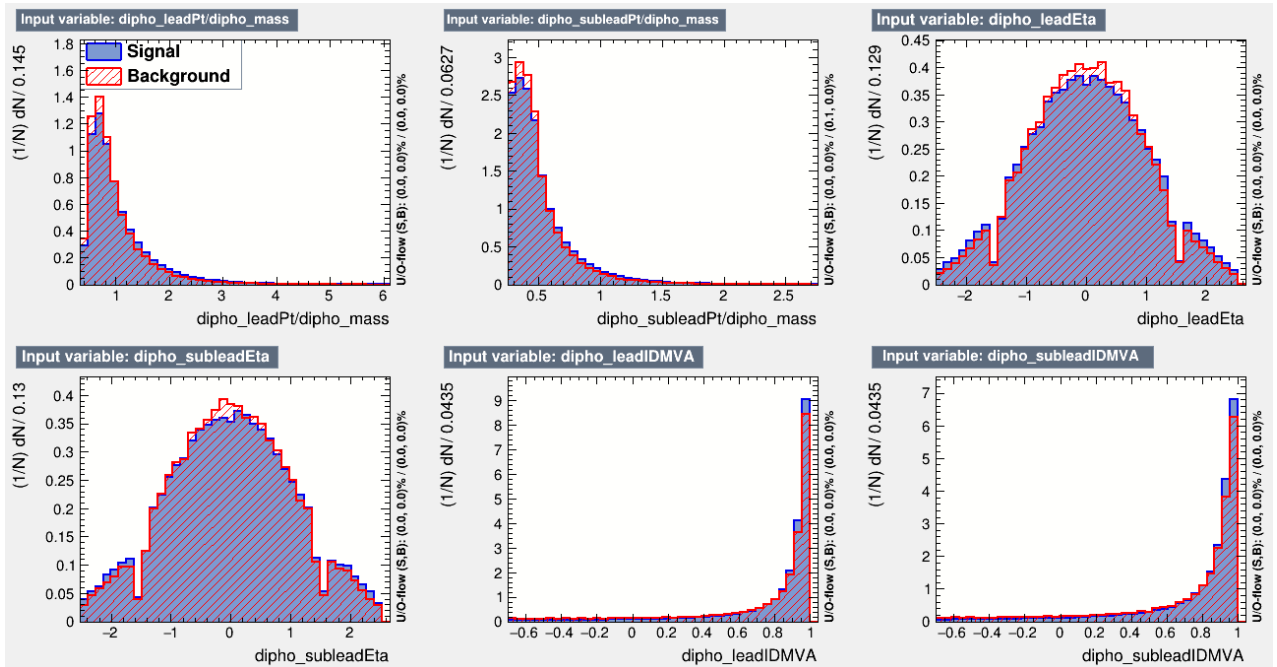


Figura A.1: Variables para la discriminación de señal tHq vs ttH

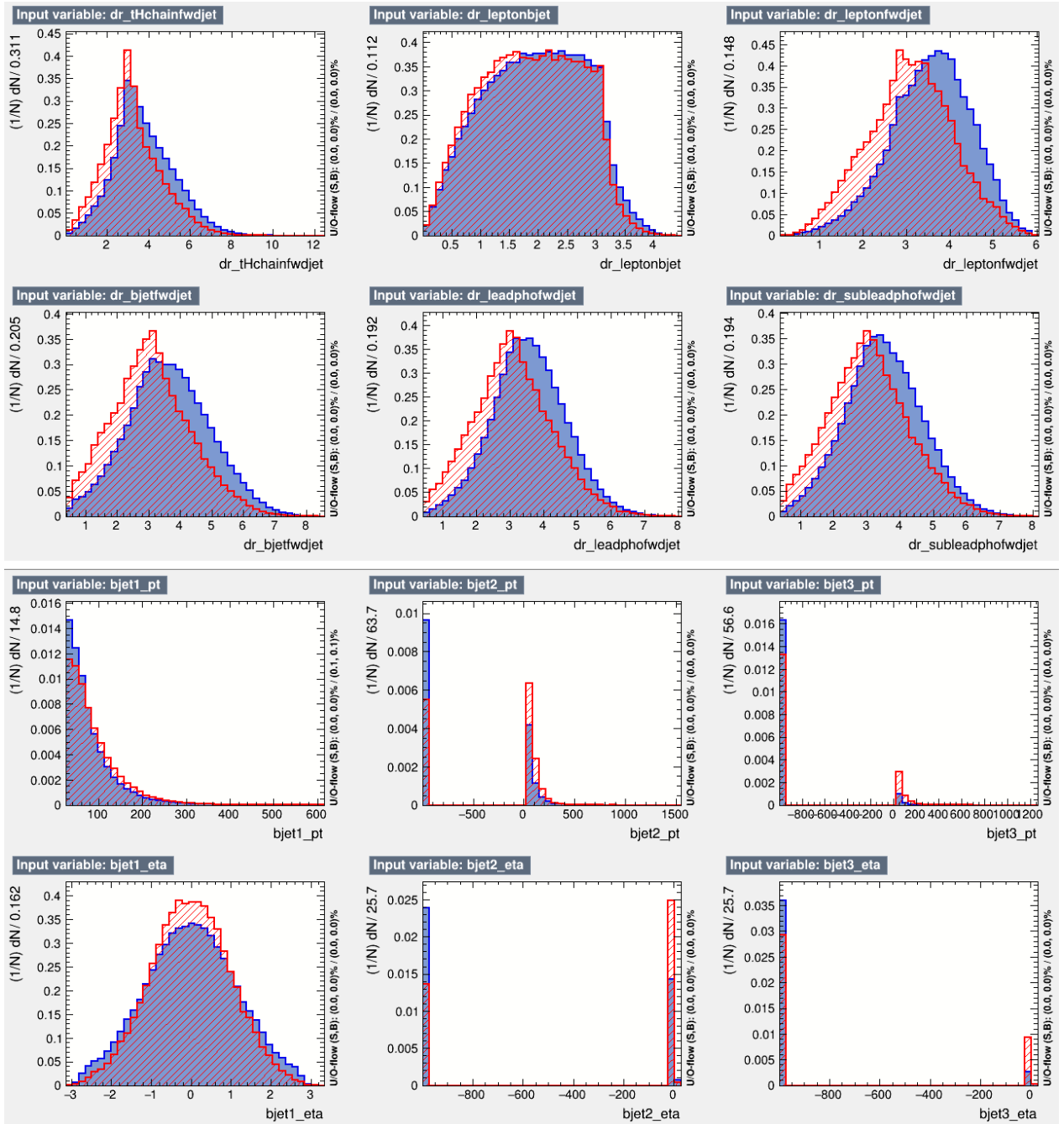


Figura A.2: Variables para la discriminación de señal tHq vs ttH

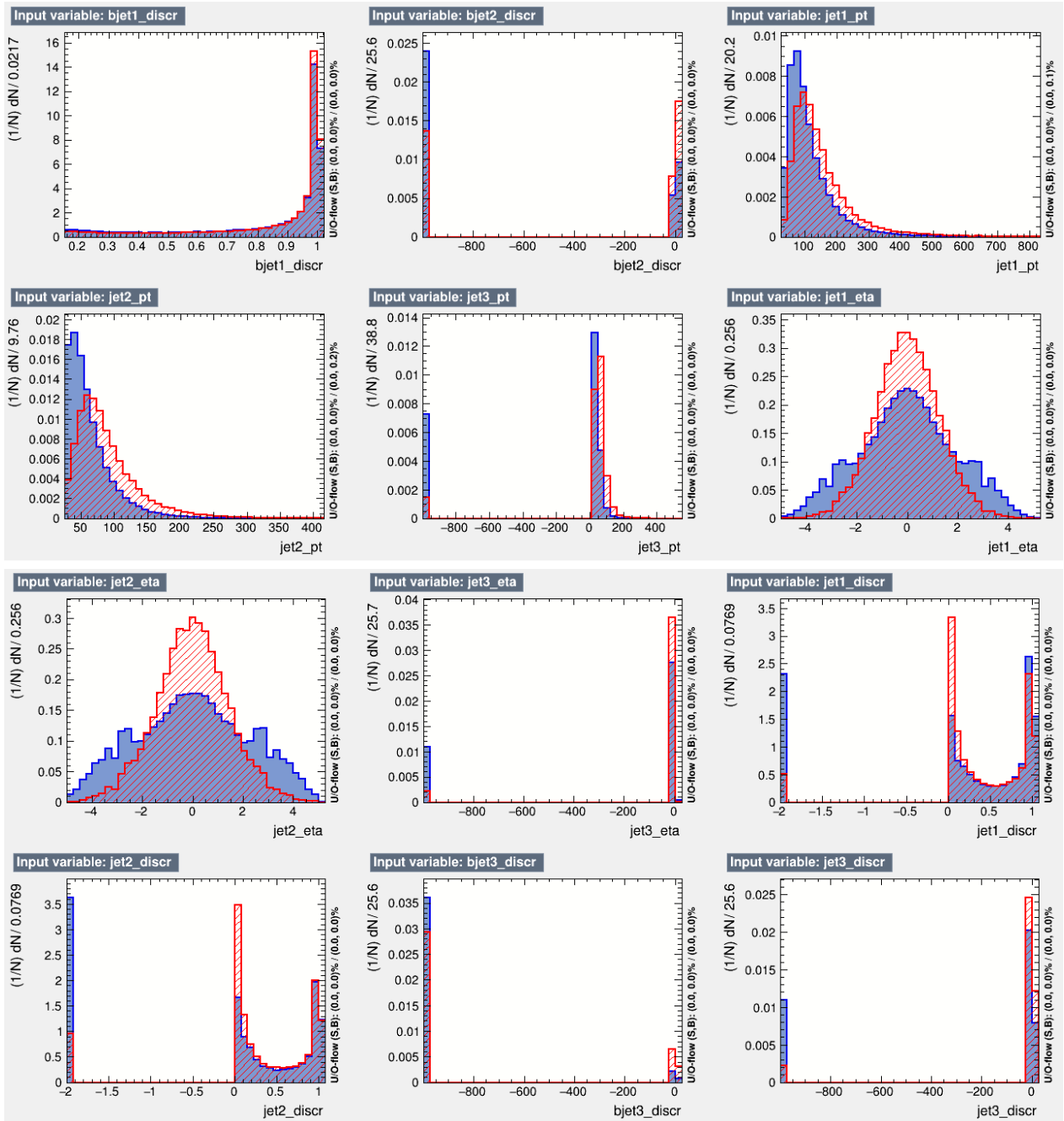


Figura A.3: Variables para la discriminación de señal tHq vs ttH

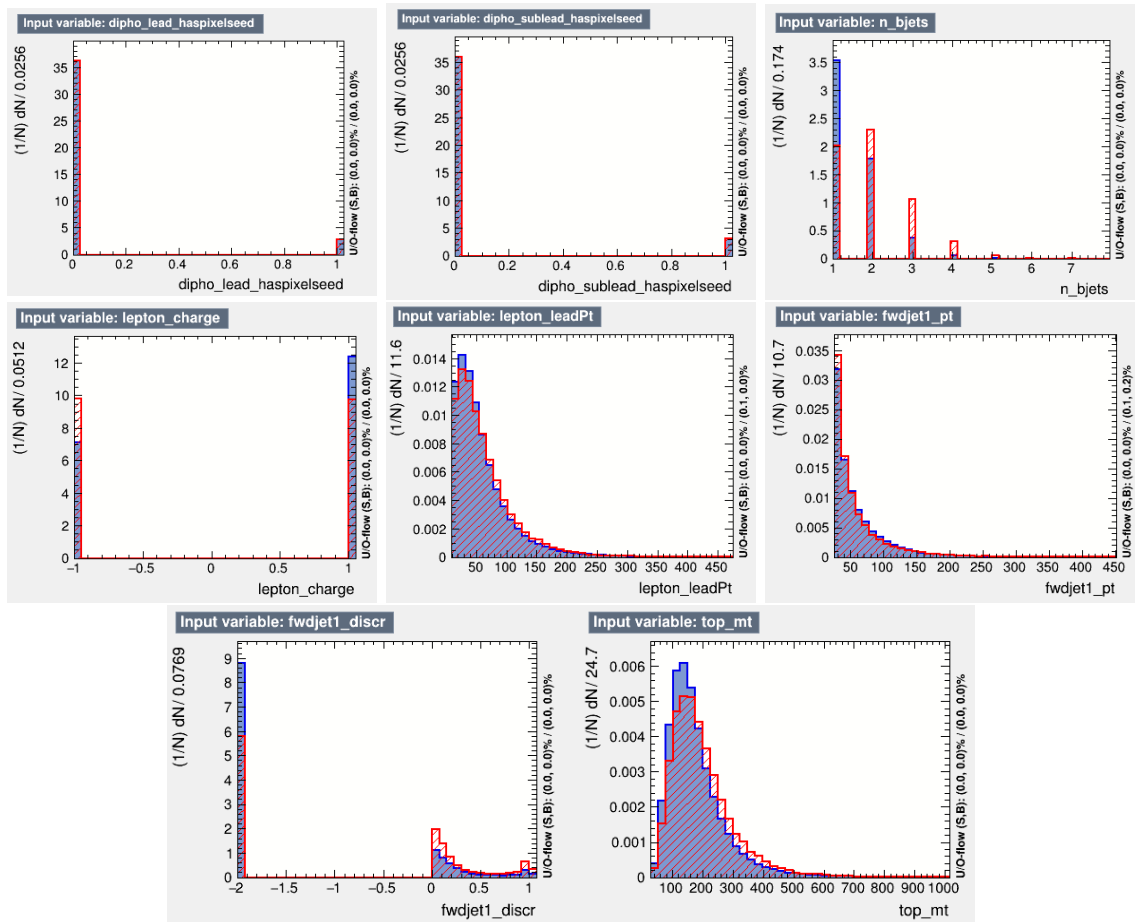


Figura A.4: Variables para la discriminación de señal tH_q vs tH

Apéndice B

VARIABLES ADICIONALES: tHq VS RUIDO NO RESONANTE

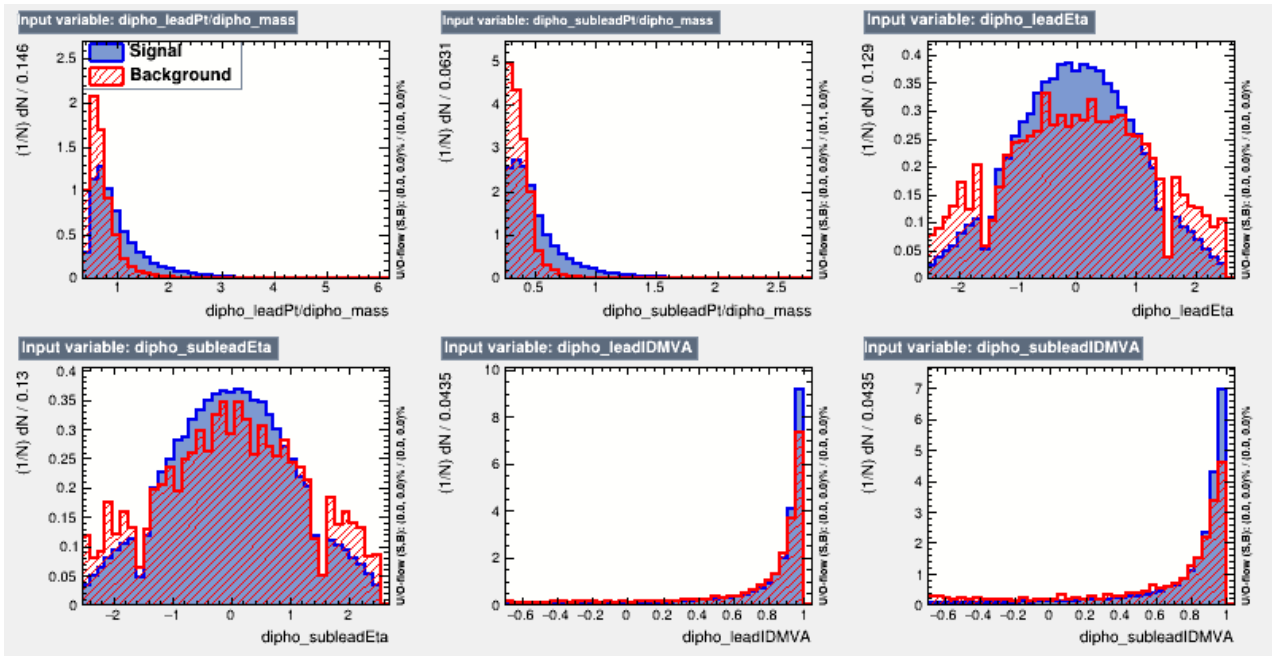


Figura B.1: Variables para la discriminación de señal tHq vs ruido no resonante

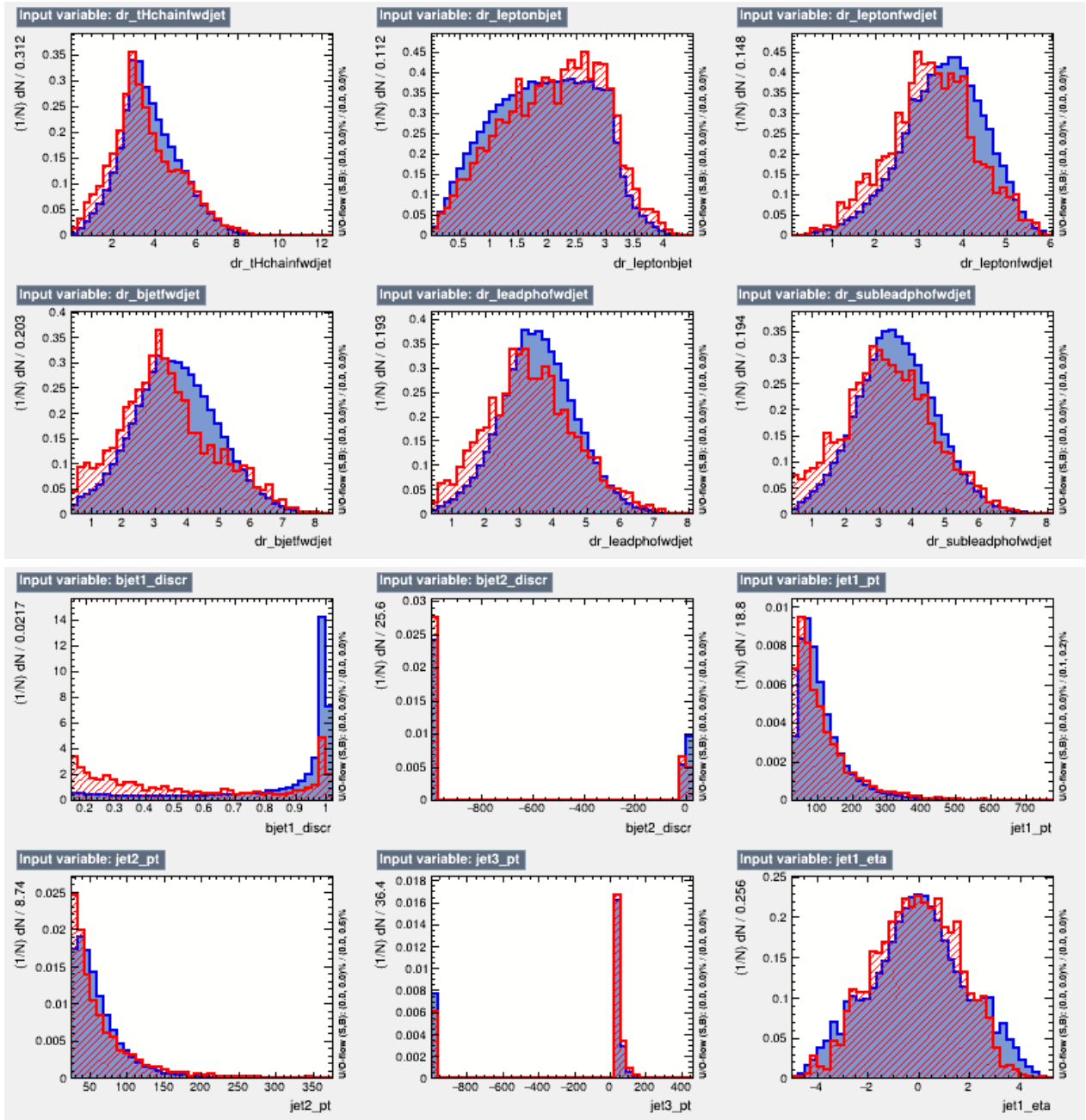


Figura B.2: Variables para la discriminación de señal tHq vs ruido no resonante

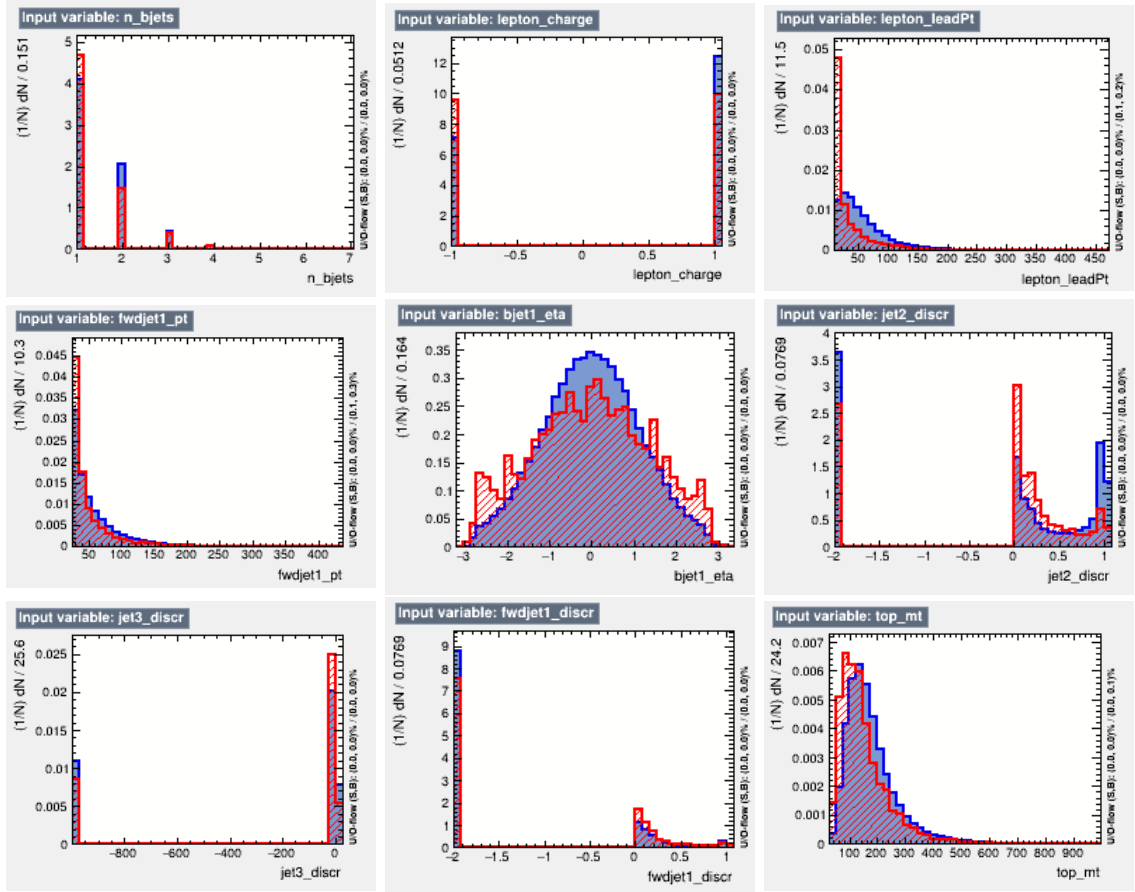


Figura B.3: Variables para la discriminación de señal $t\bar{t}Hq$ vs ruido no resonante

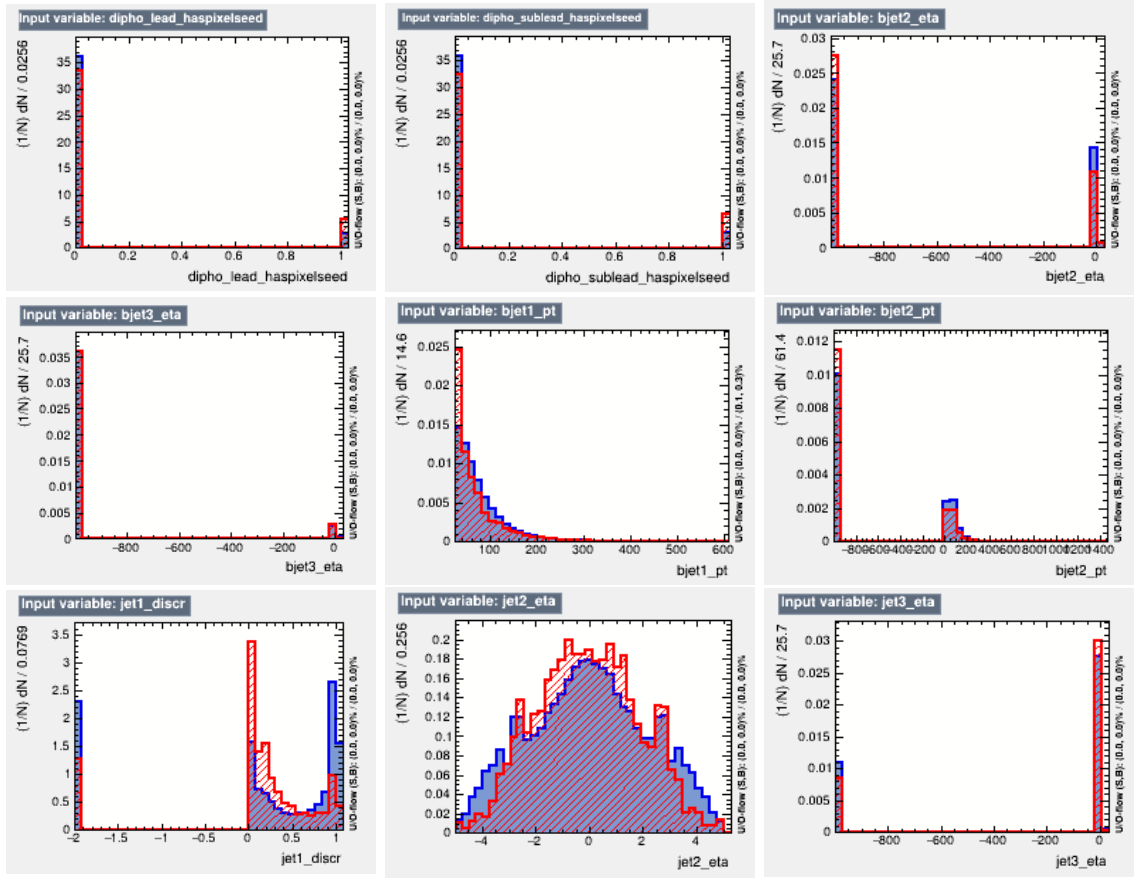


Figura B.4: Variables para la discriminación de señal tHq vs ruido no resonante