

ESCUELA POLITÉCNICA NACIONAL

FACULTAD DE CIENCIAS

DETERMINACIÓN DE LA MASA DEL QUARK TOP MEDIANTE
EL ANÁLISIS DEL ESPECTRO DE ENERGÍA DE B-JETS CON LOS
DATOS DEL DETECTOR SOLENOIDE COMPACTO DE MUONES
(CMS)

PROYECTO PREVIO A LA OBTENCIÓN DEL TÍTULO DE FÍSICO

DANIEL FERNANDO GUERRERO IBARRA
daniel.guerrero@epn.edu.ec

Director: DR. EDY RODRIGO AYALA AMAYA
edy.ayala@epn.edu.ec

QUITO, JULIO 2016

DECLARACIÓN

Yo DANIEL FERNANDO GUERRERO IBARRA, declaro bajo juramento que el trabajo aquí escrito es de mi autoría; que no ha sido previamente presentado para ningún grado o calificación profesional; y que he consultado las referencias bibliográficas que se incluyen en este documento.

A través de la presente declaración cedo mis derechos de propiedad intelectual, correspondientes a este trabajo, a la Escuela Politécnica Nacional, según lo establecido por la Ley de Propiedad Intelectual, por su reglamento y por la normatividad institucional vigente.

Daniel Fernando Guerrero Ibarra

CERTIFICACIÓN

Certifico que el presente trabajo fue desarrollado por DANIEL FERNANDO GUERRERO IBARRA, bajo mi supervisión.

Dr. Edy Rodrigo Ayala Amaya
Director del Proyecto

AGRADECIMIENTOS

Esta investigación es posible gracias al trabajo monumental que hacen todos los científicos e ingenieros de la Colaboración CMS y el Gran Colisionador de Hadrones. Desde siempre, me ha dejado atónito observar su labor incanzable en la construcción y operación del detector CMS. Sin duda, su esfuerzo ha servido y servirá de inspiración en mi camino en la investigación de física de partículas en el futuro.

Los resultados de este trabajo no hubiesen sido posibles sin la increíble motivación, ayuda y colaboración de los expertos de la física del quark top con los que trabajé durante mis visitas a Fermilab y CERN. En especial, quiero agradecer a Jacob Linacre, Pedro Silva, Benjamin Stieger y Martijn Mulders, por responder mis preguntas, y guiarme durante el desarrollo de este análisis. Además, agradezco a los directores del LHC Physics Center en Fermilab, Boaz Klima y Meenakshi Narain, por darme la oportunidad de visitar su centro de investigaciones.

Quiero agradecer el apoyo, los conocimientos y los consejos que los grandes científicos, Edgar Carrera y Francisco Yumiceva, me brindaron desde que era sólo un estudiante de física de tercer año. Mi formación científica y profesional no fuera posible sin ellos. Siempre estaré muy agradecido por su confianza en mi, durante todos estos años. Adicionalmente, agradezco a Edy Ayala por su supervisión y sus sugerencias en la escritura de este trabajo.

Además, agradezco sin excepción, a todos los amigos de la EPN por su apoyo y compañía. En especial, me encantaría agradecer a Stephany Vargas, Mauro Mendiábal y Nicolás Vasquez. También, con igual consideración, agradezco el apoyo de mi gran amigo, Santiago Paredes.

Para finalizar, quiero agradecer el inmenso apoyo y amor de mis padres, Fernando y Janeth, y de mi hermana Nicole durante esta etapa de mi vida.

DEDICATORIA

A mis padres

Índice de Contenido

Índice de Figuras	XIII
Índice de Cuadros	XV
Resumen	XVIII
Abstract	XIX
1. Introducción	1
2. Fenomenología y Motivación	4
2.1. El Modelo Estándar de Física de Partículas	4
2.2. Física del quark top	8
2.2.1. Producción	8
2.2.2. Decaimiento	11
2.2.3. Rol de la masa del quark top en el Modelo Estándar	13
2.3. Determinación de la masa del quark top usando la energía del quark b	16
2.3.1. La masa del quark top y la energía del quark b	16
2.3.2. Posición del pico del espectro de energía del quark b	18
3. Aparato Experimental	20
3.1. El Gran Colisionador de Hadrones	20
3.2. Una descripción del detector CMS	23
3.2.1. Sistema de coordenadas	24
3.2.2. Tracker	25

3.2.3.	Calorímetro Electromagnético	26
3.2.4.	Calorímetro Hadrónico	28
3.2.5.	Magneto Superconductor	30
3.2.6.	Sistema de Muones	31
3.2.7.	Disparador	34
4.	Datos y Simulación de Eventos	36
4.1.	Señal y procesos de fondo	36
4.2.	Datos experimentales	38
4.3.	Simulación de eventos	39
4.4.	Reconstrucción de eventos	41
4.5.	Selección de eventos	43
4.6.	Comparación entre datos y simulación	43
5.	Análisis de Datos	47
5.1.	Método de obtención de la posición del pico del espectro	47
5.2.	Distribuciones $\log(E)$ para la determinación de m_t	52
5.3.	Curva de calibración	54
5.4.	Desenvolvimiento estadístico de la calibración	56
6.	Incertidumbres Sistemáticas	59
6.1.	Descripción de las fuentes de incertidumbre	60
6.2.	Incertidumbres sistemáticas dominantes	63
7.	Resultado en Datos Experimentales	65
8.	Conclusiones	68
	Bibliografía	70
	Apéndices	77
A.	Distribuciones en Pseudo-Experimentos	78
A.A.	Resultados con $m_t=166.5$ GeV	79

A.B. Resultados con $m_t=169.5$ GeV	80
A.C. Resultados con $m_t=171.5$ GeV	81
A.D. Resultados con $m_t=172.5$ GeV	82
A.E. Resultados con $m_t=173.5$ GeV	83
A.F. Resultados con $m_t=175.5$ GeV	84
A.G. Resultados con $m_t=178.5$ GeV	85
B. Tablas de Incertidumbre Sistemática	86

Índice de figuras

2.1. Fermiones y bosones del Modelo Estándar.	5
2.2. Diagrama de interacción entre fermiones por bosones en el Modelo Estándar	6
2.3. Diagramas de Feynman LO en la producción por interacción fuerte del quark top mediante aniquilación $q\bar{q}$ (superior) y fusión gg (inferior).	9
2.4. Función de distribución partónica MSTW 2008 NLO para $Q^2=10 \text{ GeV}^2$ y $Q^2=10^4 \text{ GeV}^2$	10
2.5. Diagramas de Feynman LO de la producción de Single top. (a) canal s , (b) canal t y (c) canal tW (derecha)	10
2.6. Diagrama de Feynman LO del decaimiento del quark top por fuerza débil.	11
2.7. Diagrama de Feynman LO para producción $t\bar{t}$ por fusión gluón-gluón.	12
2.8. Fracción de producción para cada estado final de eventos $t\bar{t}$	12
2.9. Diagrama de Feynman NLO con la corrección radiativa de un loop en la masa del bosón W y Z por parte del quark top	14
2.10. Contornos de ajuste con un nivel de confianza de 68 % y 95 % obtenidos a partir de valores fijos de m_W y m_t	14
2.11. Contornos de estabilidad del vacío en función de m_t^{pole} y m_H , donde se asume el valor de m_t^{pole} como: el valor de m_t de la combinación en el Tevatron (rojo), y el valor medido a partir de la sección eficaz de producción $t\bar{t}$ (azul)	15
2.12. Decaimiento del quark top en el sistema de laboratorio	17
2.13. Distribución de la energía del quark b en el sistema de referencia del laboratorio para un impulso $\vec{\beta}_t$ cualquiera.	18

2.14. Distribución de la energía del quark b en el sistema de referencia de laboratorio para todos los $\vec{\beta}_t$ posibles.	19
2.15. Distribución de la energía logarítmica del quark b en el sistema de referencia del laboratorio para todos los $\vec{\beta}_t$ posibles.	19
3.1. Complejo de aceleración del Gran Colisionador de Hadrones en el CERN	20
3.2. Luminosidad integrada total en CMS en el año 2012	22
3.3. Ilustración del experimento CMS. Créditos de Imagen: CERN.	23
3.4. Descripción de la función de los subdetectores del experimento CMS. Créditos de Imagen: CERN.	24
3.5. Ilustración del sistema coordinado usado en el experimento CMS	25
3.6. Corte longitudinal del Tracker en el detector CMS	26
3.7. Vista interior del calorímetro electrognético (ECAL) en CMS	27
3.8. Cristales de $PbWO_4$ utilizados en el calorímetro electromagnético (ECAL) . (a) Cristal de la zona de barril con una cápsula APD (b) Cristal de la zona de la tapa y un VPT.	27
3.9. Corte transversal de las regiones del calorímetro hadrónico (HCAL)	28
3.10. Representación de los sectores HB y HO del calorímetro hadrónico (HCAL). (a) Vista transversal de HB y b) Vista artística del subdetector HO	29
3.11. Representación transversal y lateral del sector HE	29
3.12. Vista artística del magneto superconductor en CMS	30
3.13. Corte transversal del detector en la zona de barril . Los detectores tipo DTC (celeste) y el armazón de acero (gris).	32
3.14. Cuarto de vista del detector CMS y la distribución de los detectores CSCs (rojo)	33
3.15. Distribución de detectores RPCs en el Sistema de Muones. (a) Vista transversal de los detectores en la región del barril (RB) (b) Distribución de detectores en la región de las tapas (RE)	33
3.16. Arquitectura del L1 Trigger del experimento CMS	34
4.1. Diagrama de Feynman LO para la señal de eventos.	37

4.2.	Evento candidato de producción $t\bar{t}$ con estado final dileptónico electrón-muón, seleccionado en los datos de colisiones protón-protón a 8 TeV .	42
4.3.	Estado final de los productos del decaimiento $t \rightarrow Wb$, donde los círculos marcan el vértice primario (azul) y el vertice secundario (rojo) (L_{xy} es la distancia transversal decaimiento, y d_o es el parámetro de impacto transversal que caracterizan el vértice secundario)	42
4.4.	Distribuciones para jets en el dataset del 2012 para eventos $e\mu$. a) Número de jets b) Número de b-jets identificados.	44
4.5.	Distribuciones de variables cinemáticas en eventos con uno o dos b-jets identificados en el dataset del 2012 para eventos $e\mu$: (a) Momento transversal de b-jets, (b) η de b-jets, (c) Energía de b-jets y (c) Momento transversal ausente.	45
4.6.	Distribuciones de variables cinemáticas en eventos con uno o dos b-jets identificados en el dataset del 2012 para eventos $e\mu$: (a) p_T del leptón líder, (b) p_T del segundo leptón, (c) η del leptón líder, (d) η del segundo leptón.	46
5.1.	Distribución de energía de los b-jets identificados en eventos $t\bar{t}$ que requieren uno o dos b-jets.	47
5.2.	Distribución de energía logarítmica de los b-jets identificados en eventos $t\bar{t}$ que requieren uno o dos b-jets.	48
5.3.	Determinación de E_{peak} y m_t usando eventos simulados $t\bar{t}$ (donde $m_t = 172.5$ GeV) con uno o dos b-jets identificados (Región púrpura en la Figura 5.2).	49
5.4.	Distribución de energía logarítmica en eventos simulados $t\bar{t}$ que requieren uno o dos b-jets para: (verde) quarks b asociados a b-jets correctamente identificados, (azul) quarks b asociados a b-jets correctamente identificados pero en eventos con jet $p_T > 35$ GeV, (rojo) sólo b-jets correctamente identificados y reconstruídos, y (púrpura) todos los b-jets identificados y reconstruídos.	50
5.5.	Plantilla de la distribución $\log(E)$ para una hipótesis de m_t de 172.5 GeV.	52
5.6.	Plantillas de la distribución $\log(E)$ para una distintas hipótesis de m_t . (a) 166.5 GeV, (b) 169.5 GeV, (c) 171.5 GeV, (d) 173.5 GeV, (e) 175.5 GeV y (f) 178.5 GeV	53

5.7. Resultado de pseudoexperimentos antes de la calibración. (a) Medición de la posición del pico (no calibrada) en pseudoexperimentos para m_t , (b) Curva de calibración.	54
5.8. Resultado pseudoexperimentos después de la calibración. (a) Curva de calibración, (b) Medición de la posición del pico (calibrada) en pseudoexperimentos para m_t	55
5.9. Incertidumbre estadística de E_{peak} en pseudoexperimentos. (a) No calibrada (b) Calibrada.	55
5.10. Distribución de Pull para $m_t=172.5$ GeV.	57
5.11. Resultados de los pseudoexperimentos en los puntos de masa del quark top: (a) Ancho del Pull, (b) Media del Pull, (c) Media del bias en la posición del pico y (d) Incertidumbre estadística en la posición del pico.	57
6.1. Comparación de forma de la distribución $\log(E)$ observada en los datos reales y las plantillas simuladas (la nominal con $m_t = 172.5$ y las variaciones sistemáticas dominantes). Las plantillas están normalizadas al número de eventos observado en datos y las contribuciones de procesos de fondo están incluidas.	63
6.2. Estudio de la incertidumbre sistemática asociada al momento transversal del quark top usando simulación de eventos $t\bar{t}$. (a) Distribución de p_T del quark tops asociados a b-jets identificados, (b) Distribución de energía de b-jets identificados y (c) Distribución $\log(E)$ de b-jets identificados. Los casos estudiados son: corrección no es aplicada (negro), corrección es aplicada (rojo) y corrección aplicada dos veces (azul).	64
7.1. Determinación de la masa del quark top con datos del detector CMS.	65
7.2. Incertidumbre en la posición del pico de energía calibrado y medido en pseudoexperimentos con $m_t= 172.5$ GeV.	66
7.3. Comparación entre la determinación de m_t presentada en esta investigación (azul) y por otros métodos en el LHC y el Tevatron.	67

A.1. Resultados de 15000 pseudo-experimentos. (a) Posición del pico de energía no calibrado, (b) Incertidumbre de la posición no calibrada, (c) Posición del pico de energía calibrado, (d) Incertidumbre de la posición calibrada, (e) Pull y (f) Bias.	79
A.2. Resultados de 15000 pseudo-experimentos. (a) Posición del pico de energía no calibrado, (b) Incertidumbre de la posición no calibrada, (c) Posición del pico de energía calibrado, (d) Incertidumbre de la posición calibrada, (e) Pull y (f) Bias.	80
A.3. Resultados de 15000 pseudo-experimentos. (a) Posición del pico de energía no calibrado, (b) Incertidumbre de la posición no calibrada, (c) Posición del pico de energía calibrado, (d) Incertidumbre de la posición calibrada, (e) Pull y (f) Bias.	81
A.4. Resultados de 15000 pseudo-experimentos. (a) Posición del pico de energía no calibrado, (b) Incertidumbre de la posición no calibrada, (c) Posición del pico de energía calibrado, (d) Incertidumbre de la posición calibrada, (e) Pull y (f) Bias.	82
A.5. Resultados de 15000 pseudo-experimentos. (a) Posición del pico de energía no calibrado, (b) Incertidumbre de la posición no calibrada, (c) Posición del pico de energía calibrado, (d) Incertidumbre de la posición calibrada, (e) Pull y (f) Bias.	83
A.6. Resultados de 15000 pseudo-experimentos. (a) Posición del pico de energía no calibrado, (b) Incertidumbre de la posición no calibrada, (c) Posición del pico de energía calibrado, (d) Incertidumbre de la posición calibrada, (e) Pull y (f) Bias.	84
A.7. Resultados de 15000 pseudo-experimentos. (a) Posición del pico de energía no calibrado, (b) Incertidumbre de la posición no calibrada, (c) Posición del pico de energía calibrado, (d) Incertidumbre de la posición calibrada, (e) Pull y (f) Bias.	85

Índice de cuadros

2.1. Características de la producción del quark top en el Tevatron y el LHC	8
2.2. Secciones eficaces (pb) de producción “Single top” en el Tevatron y el LHC	11
2.3. Canales de decaimiento en eventos $t\bar{t}$	12
3.1. Parámetros del LHC en el cálculo de luminosidad instantánea	22
3.2. Características del magneto superconductor del experimento CMS	31
4.1. Dataset MuEG usado para la medición. En la Tabla se muestran la luminosidad integrada para los cuatro rangos de la corrida del 2012.	38
4.2. Paths del disparador usados por este análisis.	38
4.3. Lista de muestras simuladas para la señal y eventos de fondo con su sección eficaz (σ) respectiva.	40
4.4. Lista de muestras simuladas para la evaluación de incertidumbres sistemáticas y calibración. Más información acerca de las fuentes de incertidumbre sistemática en la Sección 6.	40
4.5. Rendimientos de eventos observados y predecidos con 0, 1, 2 and > 2 b-tagged jets.	44
6.1. Fuentes de incertidumbre sistemática y sus contribuciones a la incertidumbre total. Los valores enlistados fueron calculados usando el valor promedio calculado usando pseudoexperimentos.	62
B.1. Fuentes de incertidumbre sistemática y sus contribuciones a la incertidumbre total.	87

B.2. Componentes de la contribucion JES a la incertidumbre sistemica a E_{peak} . La componente Final JES y Flavor JES suma todas las componentes en cuadratura con excepcion de FlavorPureBottom.	88
B.3. Componentes de la contribucion JES a la incertidumbre sistemica de la masa del quark top. La componente Final JES y Flavor JES suma todas las componentes en cuadratura con excepcion de FlavorPureBottom.	89

Lista de Abreviaciones

ALICE	A Large Ion Collider Experiment
APD	Avalanche Photo-Diode
ASIC	Application-Specific Integrated Circuit
ATLAS	A Toroidal LHC Apparatus
bJES	b-quark Jet Energy Scale
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CKM	Cabibbo-Kobayashi-Maskawa
CMS	Compact Muon Solenoid
CSC	Cathode Strip Chamber
CSV	Combined Secondary Vertex
DTC	Drift Tube Chamber
ECAL	Electromagnetic Calorimeter
FPGA	Field Programmable Gate Array
HCAL	Hadron Calorimeter
JES	Jet Energy Scale
LEP	Large Electron-Proton
LHC	Large Hadron Collider
LHCb	Large Hadron Collider beauty
LINAC2	Linear Accelerator 2

LO Leading Order

LUT Look-Up Tables

ME-PS MatrixElement-Parton Shower

MET Missing Energy Transverse

NLO Next to Leading Order

NNLO Next to Next to Leading Order

PDF Parton Distribution Function

PS Proton Synchrotron

PSB Proton Synchrotron Booster

QCD Quantum Chromodynamics

QED Quantum Electrodynamics

QFT Quantum Field Theory

RPC Resistive Plate Chamber

SPS Super Proton Synchrotron

T0B Tracker Outer Barrel

TEC Tracker Endcap

TIB Tracker Inner Barrel

VPT Vacuum Photo-Triode

Resumen

Se presenta un método alternativo para la determinación de la masa del quark top, basado únicamente en la posición del pico del espectro de energía de b-jets producidos por el decaimiento de quarks top. Esta novedosa técnica se fundamenta en una reciente propuesta teórica orientada a la reducción de incertidumbre sistemática asociada a la modelación de la producción del quark top. El análisis se lleva a cabo seleccionando eventos con producción pares de quarks top-antitop que incluyen un electrón y un muón en el estado final de decaimiento, en colisiones protón-protón con un centro de masa de 8 TeV. Los datos fueron recolectados por el detector CMS en el Gran Colisionador de Hadrones, y corresponden a una luminosidad integrada de 19.7 fb^{-1} . La posición del pico de energía se obtiene por medio de un ajuste al espectro de energía observado. Consecuentemente, este observable es calibrado usando simulaciones de Monte Carlo, y transformado en una estimación de la masa del quark top usando cinemática relativista. La medición encuentra un valor de $m_t = 172.29 \pm 1.17$ (estadístico) ± 2.66 (sistemático) GeV.

Abstract

An alternative determination method of the top quark mass is presented, based only on the peak position of the energy spectrum of b-jets produced from top-quark decays. This novel technique follows a recent theoretical proposal aiming to minimize systematic uncertainties related to the modeling of top quark production. The analysis is performed selecting events with top-antitop production including an electron and a muon in the decay final state, in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. The data was collected by the CMS experiment at the Large Hadron Collider, and corresponds to an integrated luminosity of 19.7 fb^{-1} . The energy peak position is obtained by fitting the observed energy spectrum. Consequently, this observable is calibrated using Monte Carlo simulations, and translated to a top-quark mass estimation using relativistic kinematics. The measurement yields a value of $m_t = 172.29 \pm 1.17(\text{statistical}) \pm 2.66(\text{systematical}) \text{ GeV}$.

Capítulo 1

Introducción

El Modelo Estándar de física de partículas fue formulado en los años 60 del siglo pasado. Durante más de 50 años de experimentos, esta teoría ha demostrado describir con gran precisión los fenómenos microscópicos. Por esta razón, es considerada como uno de los principales éxitos científicos del último siglo [1, 2, 3].

La masa del quark top (m_t) es un parámetro que juega un rol importante en el Modelo Estándar [1, 2]. En la teoría electrodébil, m_t está conectado con las masas de los bosones W, Z y Higgs a través de cálculos de correcciones radiativas (o “loop”) [2, 4]. Como resultado, una estimación precisa de m_t pone a prueba la consistencia de las predicciones teóricas, y da lugar a restricciones de escenarios de física que no son descritos por el Modelo Estándar [5]. Adicionalmente, las masas del quark top y el bosón de Higgs son cantidades que permiten estudiar “el destino del Universo”, mediante la estimación de la estabilidad actual de la energía del vacío electro-débil [6].

En el Modelo Estándar, cuando se colisionan hadrones a altas energías, se producen quark tops en pares top-antitop ($t\bar{t}$) por dos procesos de interacción fuerte (QCD): la fusión gluón-gluón y la aniquilación quark-antiquark. Posteriormente, el quark t (\bar{t}) decae casi instantáneamente sin hadronización, y casi exclusivamente en un bosón W^+ (W^-) y un quark b (\bar{b}) por medio de interacción electrodébil. Como resultado, el quark top es una partícula elemental, cuyas propiedades pueden ser estudiadas directamente, a través de los productos simples de su decaimiento [1, 4].

Varias mediciones de m_t se han desarrollado utilizando eventos con producción de pares de top quarks (top-antitop) en los colisionadores de hadrones Tevatron y LHC. En el detector CMS del LHC, la masa del quark top ha sido determinada con alta precisión en los canales de decaimiento hadrónico, semileptónico y dileptóni-

co [7, 8, 9]. La combinación de mediciones en CMS en la primera fase de recolección de datos del LHC es $m_t = 172.44 \pm 0.13$ (est.) ± 0.47 (sist.) GeV [10]. En 2014, el promedio mundial de m_t fue determinado a ser $m_t = 173.34 \pm 0.27$ (est.) ± 0.71 (sist.) GeV, a partir de la combinación de mediciones en los colisionadores Tevatron y el LHC [11].

En este trabajo se presenta la primera determinación de m_t usando la posición del pico del espectro de energía de los b-jets, basada en una reciente propuesta teórica que aspira a reducir fuentes de incertidumbre sistemática asociadas a la modelación de la cinemática del quark top en simulación. Bajo la hipótesis que los quark tops son producidos vía interacción QCD sin polarización, este observable es independiente del impulso relativista de los quark tops. Por consiguiente, puede ser relacionado a la energía de los quark b en el sistema propio del quark top, el cual resulta ser dependiente de la masa del quark top [12].

El método de determinación de m_t presentado en este documento se lleva a cabo utilizando los datos recolectados de colisiones protón-protón con una energía de centro de masas de 8 Tera-electronvoltios (TeV), recolectados por el detector CMS. En esta investigación se estudian eventos con producción top-antitop, donde ambos bosones W decaen leptónicamente, uno en un electrón y un neutrino, y el otro en un muón y un neutrino. Por lo tanto, el estado final bajo estudio consiste en dos b-jets, un electrón y un muón de carga opuesta, y energía (o momento) ausente debido a dos neutrinos que son invisibles para el detector CMS. Este método alternativo de medición busca complementar los métodos tradicionales que envuelven una reconstrucción cinemática de la masa invariante de la partículas del decaimiento, y que tienen fuentes de incertidumbre sistemática irreducibles [10, 11].

Este trabajo está organizado como se explica a continuación. La primera parte del Capítulo 2 se enfoca en responder las preguntas: ¿Qué es el Modelo Estándar?, ¿Cuál es la física del quark top? y ¿Por qué es importante conocer su masa?. Este capítulo finaliza con una descripción de los fundamentos en los que se basa la técnica de determinación de la masa del quark top de esta investigación. En el Capítulo 3, se describe las herramientas experimentales utilizadas para la determinación de m_t : el Gran Colisionador de Hadrones y del detector CMS. Posteriormente, el Capítulo 4 describe las características principales de los datos reales y simulados utilizados en el desarrollo de este trabajo. El Capítulo 5 se enfoca en explicar el método desarrollado (basado en simulación de Monte Carlo) para determinar m_t . Las características y estimaciones de las fuentes de incertidumbre sistemática del método se muestran en el Capítulo 6. En el Capítulo 7, se presenta la aplicación de la técnica desarrollada

de determinación de m_t en los datos reales de colisiones protón-protón del experimento CMS. Finalmente, en el Capítulo 8 se resumen los principales resultados de la investigación, y las expectativas a futuro de este nuevo método.

Durante el desarrollo de este escrito se utiliza el sistema de unidades naturales ($\hbar = c = 1$). En este sistema de unidades, la energía, masa y momento cuentan con unidades de energía. Debido al régimen de los procesos físicos en esta investigación, la energía se evaluará en electronvoltios (eV). Además, por simplicidad no existe distinción entre el nombre de la partícula y el de su anti-partícula (e.g. el electrón y el positrón se nombrarán como electrón); la carga correspondiente se sobre-entiende del contexto.

Capítulo 2

Fenomenología y Motivación

2.1. El Modelo Estándar de Física de Partículas

El Modelo Estándar es una teoría cuántica de campos relativista que describe la interacción entre partículas elementales (que constituyen la materia) por medio de tres fuerzas fundamentales: fuerte o nuclear, débil y electromagnética. Esta teoría permite calcular propiedades de partículas elementales, como su tiempo de vida media y secciones eficaces asociadas a procesos físicos. Esta teoría no considera la interacción gravitacional. Dado que la fuerza gravitacional tiene una intensidad mucho menor respecto a las otras fuerzas fundamentales, su exclusión no influye en los resultados del Modelo Estándar [1, 2, 3].

Según el Modelo Estándar, la materia del Universo se compone de fermiones (spín 1/2), los cuales interactúan entre sí a través de bosones (spín 1) portadores de fuerza (Figura 2.1). Los fermiones que interactúan con las cuatro fuerzas fundamentales se denominan quarks (q), mientras que los que no interactúan con la fuerza fuerte se denominan leptones (l)¹. Los quarks y los leptones cuentan con números cuánticos que se conserva durante reacciones y decaimientos de partículas, las cuales restringen los procesos físicos posibles en la naturaleza [1, 13].

Existen seis sabores de leptones: electrón (e), muón (μ), tau (τ), y sus neutrinos asociados (ν_e, ν_μ y ν_τ). Cada leptón cuenta con un número leptónico $L = 1$. El isospín débil de los leptones es $T_3 = -1/2$ para leptones cargados, y $T_3 = +1/2$ para los neutrinos. Los seis sabores de quarks son: up (u), down (d), strange (s), charm (c), top (t) y bottom (b). Por otra parte, todos los quarks cuentan un número bariónico $B = 1/3$. El isospín fuerte de los quarks es $T_3 = +1/2$ para u, c y t , y $T_3 = -1/2$

¹Cada fermión tiene asociado a una anti-partícula de carga opuesta (e. g. electrón y positrón).

para d , s y b [1, 13].

Los fermiones se subdividen en tres familias también conocidas como generaciones (Figura 2.1). En cada familia existe un leptón cargado, un neutrino asociado al leptón², y dos quarks. En la primera generación se encuentran las tres partículas que componen la materia ordinaria: el electrón, el quark u , y el quark d . Las dos generaciones restantes cuentan con interacciones y propiedades similares que la primera familia con excepción de su masa (más masivas) [1, 13].

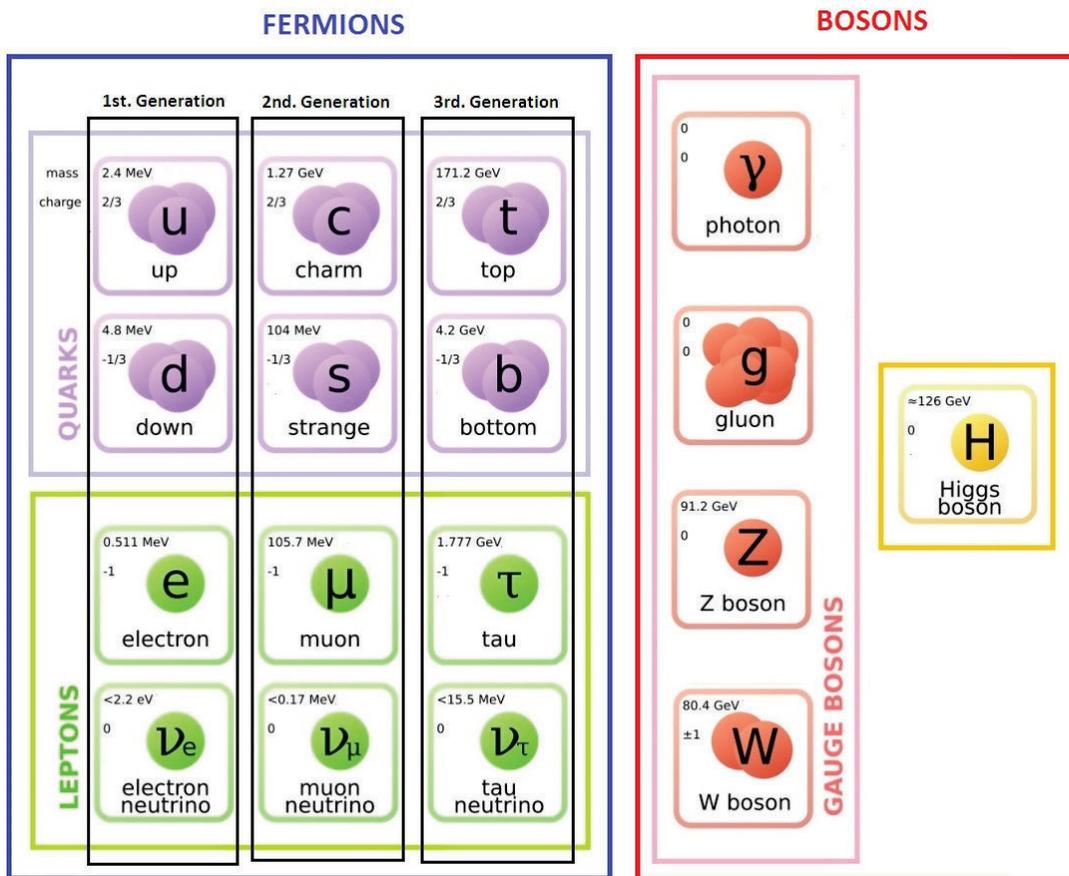


Figura 2.1: Fermiones y bosones del Modelo Estándar.

En Teoría Cuántica de Campos (QFT) las interacciones entre fermiones se llevan a cabo mediante el intercambio de bosones virtuales (Figura 2.2). La teoría electrodinámica cuántica (QED) es la versión cuántica del electromagnetismo clásico, donde la fuerza electromagnética entre partículas cargadas es mediada a distancias grandes r por el fotón (γ) con una dependencia r^{-2} . En la interacción débil, responsable

²En el Modelo Estándar se asume que los neutrinos no tienen masa. Sin embargo, los experimentos han mostrado que su masa es muy pequeña [14]

del decaimiento radioactivo, la interacción es mediada en distancias cortas por los bosones W^\pm y Z . Cabe mencionar que en el Modelo Estándar, la fuerza electromagnética y débil son descritas de manera unificada por la teoría electrodébil. Finalmente, la fuerza fuerte o nuclear es estudiada por la Cromodinámica Cuántica (QCD). El mecanismo de interacción fuerte es análogo al existente entre partículas con carga eléctrica y el fotón, pero en este caso los quarks cuentan con carga de color (rojo, azul o verde) y los mediadores de fuerza son ocho gluones (g) [1].

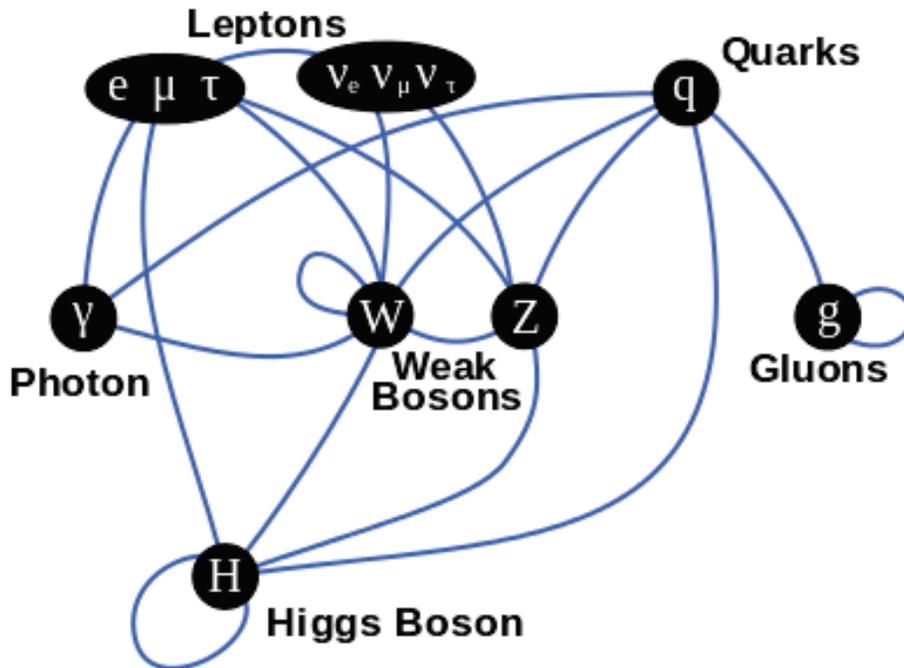


Figura 2.2: Diagrama de interacción entre fermiones por bosones en el Modelo Estándar [1].

El confinamiento de partículas de carga de color es posible a bajas energías, debido a que los gluones son partículas con carga de color y por tanto, interactúan entre ellos. Esta característica es responsable de la agrupación entre quarks para la formación de partículas compuestas como mesones (quark-antiquark) y hadrones (tres quarks)³ [1, 2]. La fuerza de interacción fuerte disminuye a medida que la energía de interacción entre quarks aumenta. En consecuencia, los quarks pueden ser considerados como partículas libres en procesos de altas energías. Sin embargo, cuando esto ocurre casi simultáneamente se forman pares quark-antiquark del vacío mediante un proceso conocido como fragmentación o hadronización⁴. En la hadronización, por conservación de energía y momento se forman chorros colimados de

³El protón está compuesto de tres quarks: dos quark u y un quark d

⁴La hadronización tiene una escala temporal de aproximadamente entre 10^{-24} y 10^{-23} segundos

partículas conocidos como “jets”. Con excepción del quark top, los otros quarks y los gluones pueden formar un jet asociado a su hadronización [2, 4, 13].

El Modelo Estándar está formulado como una teoría Gauge, es decir, la formulación teórica demanda la invarianza del lagrangiano del Modelo Estándar respecto a transformaciones de fase local asociadas a los grupos de simetría en los que se fundamenta las interacciones [2, 3]. Este requisito sólo se cumple si los bosones mediadores de la interacción no tienen masa, como es el caso del fotón y gluones pero no en el caso de bosones W^\pm y Z . En los años 60, Peter Higgs y sus colegas formularon un mecanismo que permite asignar masa a estas partículas. Ellos postularon la existencia de un campo escalar conocido como campo de Higgs, el cual es responsable de agregar masa de las partículas W^\pm y Z . A este mecanismo se conoce como “Rotura Espontánea de la Simetría Electrodébil” [2, 3]. Los fermiones adquieren masa de manera similar. Después de décadas de experimentos en colisionadores de altas energías, la existencia del campo de Higgs fue comprobada por el descubrimiento del bosón de Higgs asociado al campo, en los experimentos CMS y ATLAS en el LHC [15, 16].

2.2. Física del quark top

En esta sección se discute la fenomenología detrás de la producción y decaimiento del quark top en colisionadores de hadrones. Además, se muestra en detalle el papel que tiene la masa del quark top en la teoría electrodébil. Finalmente, se muestra el fundamento teórico que se utilizará para la determinación de m_t en esta investigación.

2.2.1. Producción

El quark top es la partícula elemental más pesada del Modelo Estándar [1]. La determinación exacta de su masa (m_t) es valiosa para los análisis de precisión que ponen a prueba las descripciones y predicciones de la teoría electrodébil [5]. Debido a que el quark top tiene un tiempo de vida de aproximadamente 10^{-25} segundos, decae casi instantáneamente antes que ocurra su hadronización. Esta característica permite estudiar sus propiedades directamente, a partir de los productos simples de su decaimiento [4].

En colisionadores de hadrones como el LHC, la producción del quark top ocurre por interacción QCD y por interacción débil. Por interacción fuerte, el quark top se produce en pares top-antitop ($t\bar{t}$) mediante dos subprocesos: la aniquilación quark-antiquark ($q\bar{q}$) y la fusión gluón-gluón (gg). En la Figura 2.3 se muestran los diagramas de Feynman de estimación de orden líder (LO) o “tree level”, correspondientes a los subprocesos producción $t\bar{t}$ por QCD⁵.

En la Tabla 2.1 se muestran las características generales de la producción $t\bar{t}$ en colisionadores de hadrones⁶. En el colisionador de Tevatron, la producción de eventos $t\bar{t}$ estaba dominada por aniquilación $q\bar{q}$. Por otra parte, en el LHC predomina la fusión gg . La diferencia entre la cantidad de producción entre colisionadores se explica mediante el modelo partónico del protón [4].

Colisionador	$\sigma_{NLO}(\text{pb})$	$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$	$gg \rightarrow t\bar{t}$
Tevatron ($\sqrt{s}= 2 \text{ TeV } p\bar{p}$)	6.70 ± 0.67	85 %	15 %
LHC ($\sqrt{s}= 14 \text{ TeV } pp$)	830 ± 120.45	10 %	90 %

Tabla 2.1: Características de la producción del quark top en el Tevatron y el LHC [4].

⁵En los diagramas de Feynman presentados en este documento, la dirección del tiempo va de izquierda a derecha (\rightarrow), y el apóstrofe (\bar{t}) denota que el sabor de quark o leptón puede ser diferente.

⁶Las unidades de sección eficaz (σ) son barn (b) = 10^{-24} cm^2

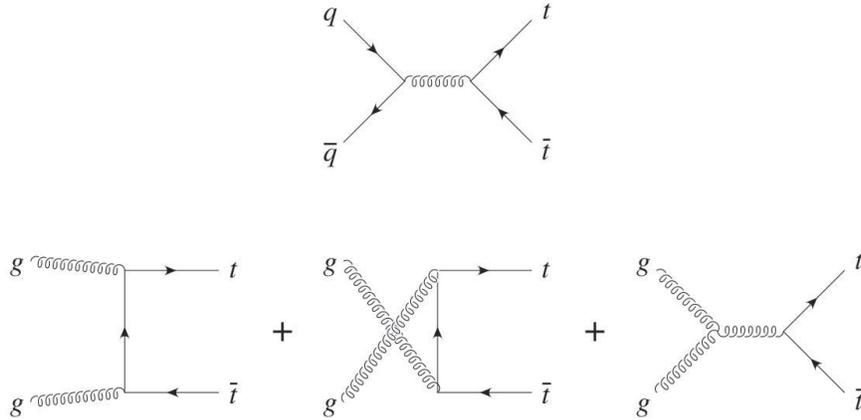


Figura 2.3: Diagramas de Feynman LO en la producción por interacción fuerte del quark top mediante aniquilación $q\bar{q}$ (superior) y fusión gg (inferior) [4].

A menudo se describe al protón como una partícula compuesta de tres quarks (u, u, d). Sin embargo, estos quarks son los que se denominan “quarks de valencia”. De acuerdo con el modelo partónico, el protón está compuesto de una colección de partones (quarks, anti-quarks y gluones) virtuales y reales. En consecuencia, cada partón contiene una fracción x del cuadrímomento del protón. La probabilidad de encontrar un tipo de partón con una fracción de cuadrímomento entre x y $x + dx$ se define como $x f(x, Q^2)$, donde $f(x, Q^2)$ es la función de distribución partónica (PDF) y Q es la escala de energía del proceso [17]. En eventos $t\bar{t}$ el valor de la escala es $Q \sim m_t$. En la Figura 2.4 se muestra un PDF con dos escalas Q .

Para la producción de eventos $t\bar{t}$ la fracción x es determinada por la energía del centro de masa de la colisión (\sqrt{S}) y la masa del quark top por la siguiente ecuación [4]:

$$x \sim \frac{2m_t}{\sqrt{S}} \quad (2.1)$$

En el caso del Tevatron el valor de $x \sim 0.18$, mientras que en el LHC el valor es $x \sim 0.025$. Si se observa la Figura 2.4, para el LHC, la función de distribución de gluones es mayor que la de quarks. Esto explica el dominio de producción $t\bar{t}$ por fusión gg en el LHC respecto dominio de aniquilación $q\bar{q}$ en el Tevatron [4].

Además, el quark top se produce de manera individual por interacción débil, este proceso se conoce como producción “Single top”. Existen tres subprocesos de tipo Single top (Figura 2.5): canal s , canal t y canal tW . En la Tabla 2.2 se muestran las secciones eficaces de estos subprocesos en el Tevatron y el LHC. Los eventos con producción Single top son eventos de fondo o “background” de la producción $t\bar{t}$.

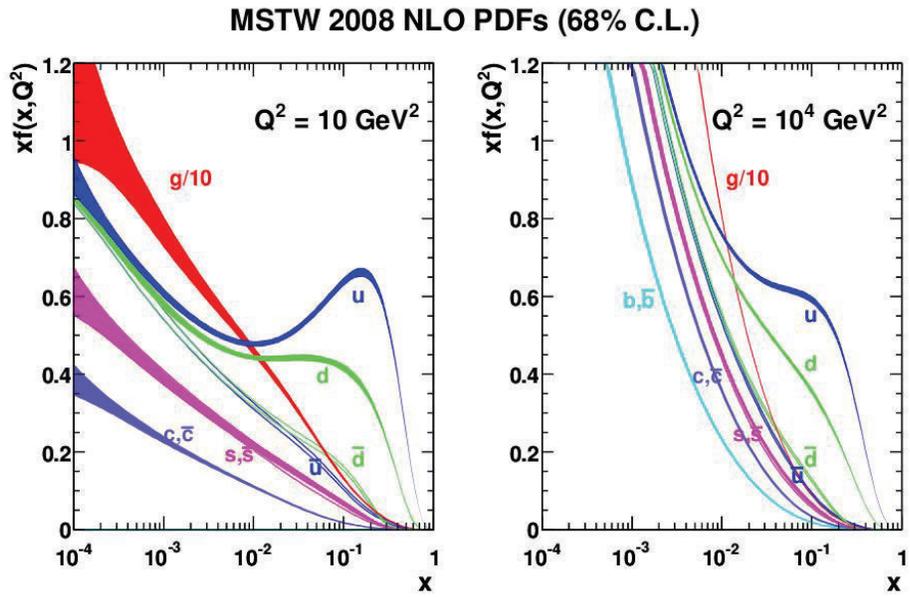


Figura 2.4: Función de distribución partónica MSTW 2008 NLO para $Q^2=10 \text{ GeV}^2$ y $Q^2=10^4 \text{ GeV}^2$ [17].

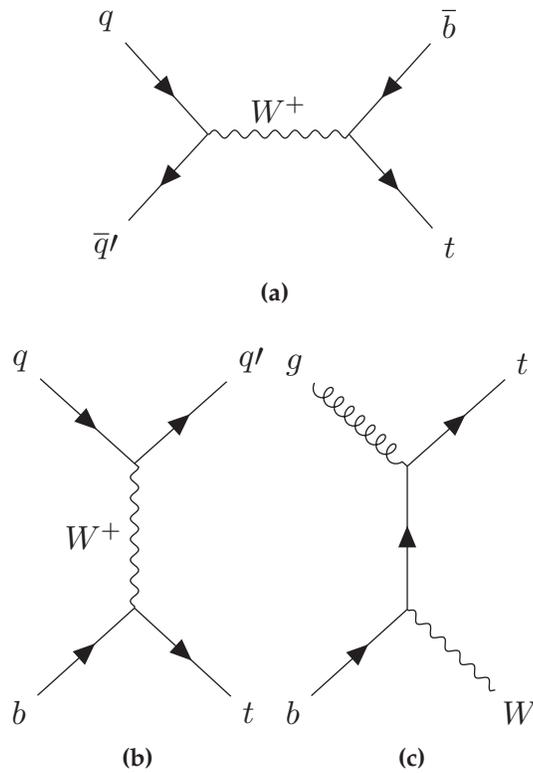


Figura 2.5: Diagramas de Feynman LO de la producción de Single top. (a) canal s, (b) canal t y (c) canal tW (derecha) [4].

Colisionador	canal s	canal t	canal tW
Tevatron ($\sqrt{s}= 8 \text{ TeV } p\bar{p}$)	0.90 ± 0.04	2.10 ± 0.11	0.1 ± 0.01
LHC ($\sqrt{s}= 14 \text{ TeV } pp$)	10.6 ± 0.53	250 ± 12.50	75 ± 7.50

Tabla 2.2: Secciones eficaces (pb) de producción “Single top” en el Tevatron y el LHC [4].

2.2.2. Decaimiento

El quark top decae vía interacción débil de tipo “corriente-cargada” (Figura 2.6). Este modo de decaimiento es determinado por ciertas componentes de la matriz 3x3 CKM. Las componentes CKM contienen la información acerca de la amplitud del decaimiento respecto al cambio del sabor de quark por el decaimiento [1, 2].

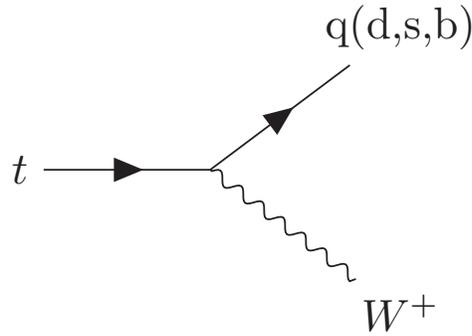


Figura 2.6: Diagrama de Feynman LO del decaimiento del quark top por fuerza débil.

Si el decaimiento del quark top tiene un estado final Wq , la amplitud de probabilidad es proporcional al cuadrado de la componente matricial $|V_{tq}|$ con $q=d,s,b$. El valor de $|V_{tb}|^2$ es aproximadamente 0.998. En consecuencia, el quark top decae casi siempre en un bosón W y un quark b . El quark b formará un b -jet por hadronización. Como resultado, la topología del estado final en eventos $t\bar{t}$ es totalmente determinada por el decaimiento hadrónico ($W \rightarrow q\bar{q} \rightarrow jj$) o leptónico ($W \rightarrow l\nu_l$) del par de bosones W . En la Tabla 2.3 se muestra la topología de los tres canales principales de decaimiento.

En la Figura 2.7 se muestra el diagrama de Feynman asociado a la producción $t\bar{t}$ por fusión gg . Los quarks q en el estado final formarán jets por su hadronización, mientras que los leptones cargados l^\pm pueden ser un electrón, muón o un tau. Además, en la Figura 2.8 se muestra la fracción con la que ocurren todos los estados finales posibles.

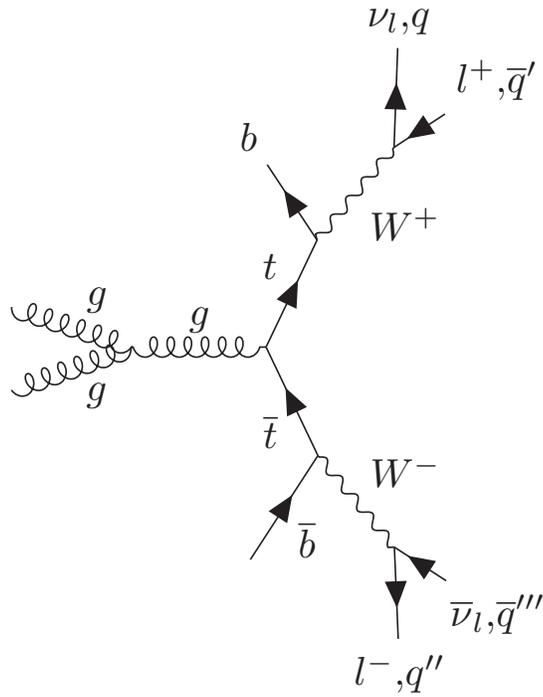


Figura 2.7: Diagrama de Feynman LO para producción $t\bar{t}$ por fusión gluón-gluón.

Canal de decaimiento	Decaimiento de bosones W	Topología del Estado Final
dileptónico	Ambos leptónicos	$l^+ \nu_l b l'^- \bar{\nu}_l \bar{b}$
semi-leptónico	Uno leptónico y otro hadrónico	$q\bar{q}' b l^- \bar{\nu}_l \bar{b}$ ó $l^+ \nu_l b q'' \bar{q}''' \bar{b}$
hadrónico	Ambos hadrónicos	$q\bar{q}' b q'' \bar{q}''' \bar{b}$

Tabla 2.3: Canales de decaimiento en eventos $t\bar{t}$.

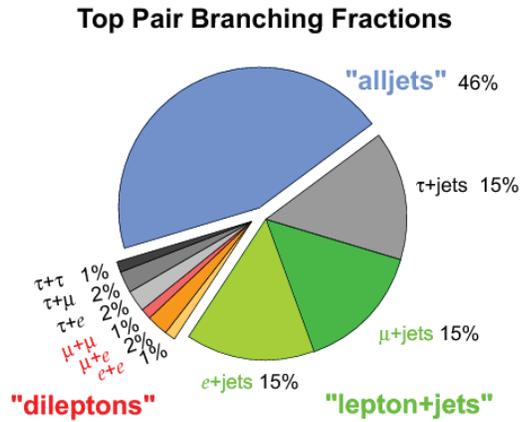


Figura 2.8: Fracción de producción para cada estado final de eventos $t\bar{t}$ [18].

2.2.3. Rol de la masa del quark top en el Modelo Estándar

En la teoría electrodébil, la estimación LO de los parámetros teóricos es dependiente de tres cantidades: el acople electromagnético (g), el acople de fuerza débil (g'), y el valor esperado de la energía del vacío (v). Estas cantidades se relacionan con observables que han sido medidos con gran precisión en experimentos: la masa del bosón Z (m_Z), el acople electromagnético a bajas energías (α) y la constante de Fermi (G_F) [4, 2, 3]:

$$m_Z = \frac{1}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}v = 91.1876(21) \text{ GeV}$$

$$\alpha = \frac{1}{4\pi} \frac{g^2 g'^2}{g^2 + g'^2} = 137.03599976(50)$$

$$G_F = \frac{1}{\sqrt{2}v^2} = 1.16637(1) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

De manera similar, en función de m_Z , α y G_F se pueden determinar otros parámetros de la teoría, como por ejemplo la masa del bosón W:

$$m_W^2 = \frac{1}{2}m_Z^2 \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F m_Z^2}} \right) \quad (2.2)$$

El parámetro conocido como ángulo de mezcla θ_W se define como $\sin^2\theta_W = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}$. En consecuencia, la definición LO para la masa de W puede reescribirse de la siguiente manera [4]:

$$m_W^2 = \frac{\sqrt{2}G_F}{\pi\alpha \sin^2\theta_W} \quad (2.3)$$

Las estimaciones de orden superior (NLO, NNLO, etc) de los parámetros se llevan a cabo mediante correcciones radiativas (o "loop") a la estimación LO. En la Figura 2.9 se muestra los diagramas asociados a la contribución NLO de la masa del quark top en la masa de los bosones W y Z. En el caso de la masa del bosón W, para corregir la estimación LO en la ecuación 2.3 se añade un término δr asociado a las corrección NLO [2, 4]:

$$m_W^2 = \frac{\sqrt{2}G_F}{\pi\alpha \sin^2\theta_W(1 - \delta r)} \quad (2.4)$$

La contribución del quark top en la componente δr en la ecuación anterior es la siguiente:

$$\delta_r^{top} \sim \frac{3G_F m_t^2}{8\sqrt{2}\pi^2} \frac{1}{\tan^2\theta_W} \quad (2.5)$$

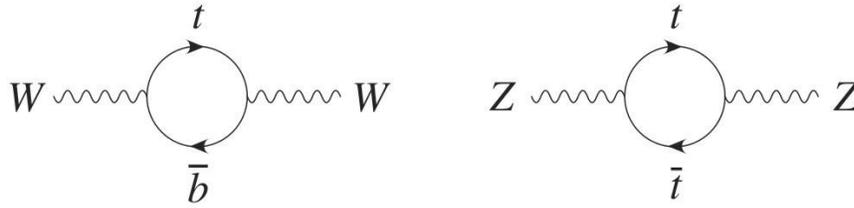


Figura 2.9: Diagrama de Feynman NLO con la corrección radiativa de un loop en la masa del bosón W y Z por parte del quark top [4].

Una contribución similar a δ_r^{top} proviene de la masa del bosón de Higgs (m_H). En consecuencia, por medio de correcciones radiativas existe una conexión entre los parámetros G_F , α , m_Z , m_W , m_t y m_H . Si a este grupo de parámetros se añade el acople de la fuerza fuerte (α_S), es posible comparar los parámetros predichos y experimentales del Modelo Estándar [2, 5].

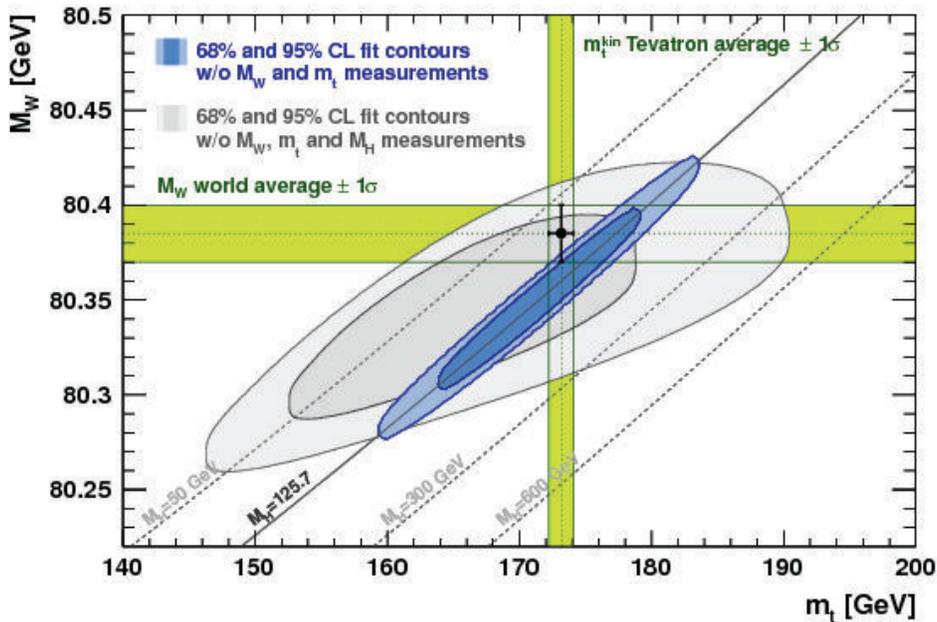


Figura 2.10: Contornos de ajuste con un nivel de confianza de 68 % y 95 % obtenidos a partir de valores fijos de m_W y m_t [5].

En la Figura 2.10 se muestra los contornos de ajuste con diferentes niveles de confianza para predicciones con valores fijos de m_W y m_t . Las bandas verdes y el punto experimental corresponden a mediciones experimentales de m_W y m_t (valores excluidos de los ajustes). Los contornos de ajuste azules corresponden a la predicción utilizando parámetros experimentales con excepción de m_W y m_t . Por otra parte, los contornos de ajuste grises corresponden a la predicción excluyendo

el valor experimental de m_W , m_H y m_t . En esta figura, se puede observar una buena concordancia entre los datos experimentales y los contornos de ajuste provenientes de predicciones. Consecuentemente, esta es una muestra de la consistencia del Modelo Estándar [5].

En la teoría electrodébil, el “destino del Universo” es estudiado mediante el cálculo del valor esperado de la energía del vacío electrodébil (ν). El valor de ν determina si el estado actual del vacío electrodébil en el Universo es estable (un estado base), metaestable (un falso estado base) o inestable (estado excitado). El valor de ν es determinado por el valor del acople del campo de Higgs (λ) y la masa del bosón de Higgs por la siguiente ecuación:

$$\lambda = \frac{m_H^2}{2\nu^2} \quad (2.6)$$

El valor de λ se relaciona con la masa “pole” del quark top⁷ y el acople de la fuerza fuerte α_S mediante correcciones radiativas NNLO. Por lo tanto, la estabilidad del vacío electrodébil es evaluada experimentalmente por mediciones de alta precisión de las masas del bosón de Higgs y el quark top, y de α_S [6].

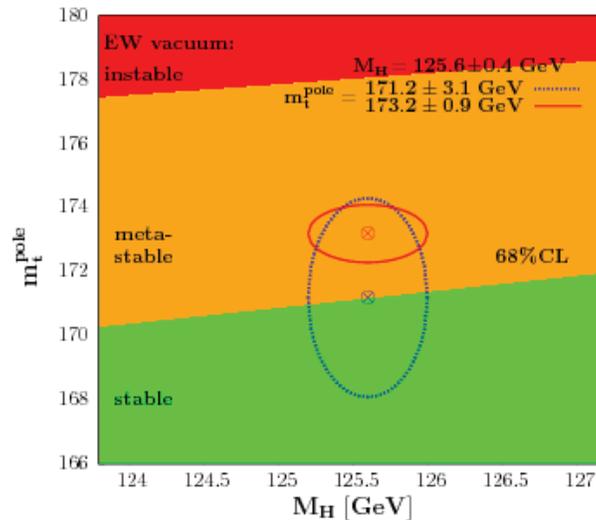


Figura 2.11: Contornos de estabilidad del vacío en función de m_t^{pole} y m_H , donde se asume el valor de m_t^{pole} como: el valor de m_t de la combinación en el Tevatron (rojo), y el valor medido a partir de la sección eficaz de producción $t\bar{t}$ (azul) [6].

⁷En la teoría QCD, las masas de los quarks se definen según el esquema de renormalización asociado. El valor de m_t ha sido definida experimentalmente como la posición del pico de la distribución de masa invariante del decaimiento en un quark b y un bosón W. El valor de m_t y m_t^{pole} son muy cercanos[19].

En la Figura 2.11 se muestra los contornos de ajuste elípticos de estabilidad del vacío electrodébil con el valor estimado de $m_H=125\pm 0.4$ GeV de la combinación de mediciones CMS-ATLAS en el LHC, y valores medidos de m_t^{pole} en el Tevatron asumiendo $m_t = m_t^{\text{pole}}$ (rojo) y m_t^{pole} extraído de la medición de la sección transversal de producción $t\bar{t}$ (azul). Como se puede observar, los resultados concluyen que la energía del vacío se encuentra entre el estado estable y metaestable. Para conocer con mayor certidumbre la estabilidad del vacío es necesaria una estimación mucho más precisa de m_t .

2.3. Determinación de la masa del quark top usando la energía del quark b

2.3.1. La masa del quark top y la energía del quark b

Como se describe en la Sección 2.2.1, el quark top decae casi siempre en un bosón W y un quark b. Consecuentemente, el decaimiento del quark top puede ser estudiado como el decaimiento relativista de una partícula en dos cuerpos. El estudio presentado en esta sección se lleva a cabo en el sistema de referencia propio del quark top S' .

El decaimiento de una partícula en dos cuerpos en el sistema de referencia S' , tiene los vectores de cuádrimomento de la partícula inicial (quark top), y las dos partículas producto (quark b y bosón W) determinados como:

$$p_t^{\mu'} = (m_t, 0)$$

$$p_W^{\mu'} = (E'_W, \vec{p}'_W)$$

$$p_b^{\mu'} = (E'_b, \vec{p}'_b)$$

Por conservación del momento sabemos que $p_t^{\mu'} = p_W^{\mu'} + p_b^{\mu'}$. Como resultado se encuentra las relaciones $\vec{p}'_W = -\vec{p}'_b$ y $m_t = E'_b + E'_W$. Posteriormente, si elevamos al cuadrado la ecuación de conservación y con un desarrollo matemático, encontramos que la energía del quark b en el sistema S' (E'_b) se relaciona con las masas del quark

top (m_t), quark b (m_b) y el bosón W (m_W):

$$\begin{aligned}
p_t^{\mu'} p_{t\mu}' &= p_W^{\mu'} p_{W\mu}' + p_b^{\mu'} p_{b\mu}' + 2(p_W^{\mu'} \cdot p_b^{\mu'}) \\
m_t^2 &= E_W'^2 - |\vec{p}_W'|^2 + E_b'^2 - |\vec{p}_b'|^2 + 2(E_W' E_b' - \vec{p}_W' \cdot \vec{p}_b') \\
m_t^2 &= E_W'^2 - |\vec{p}_W'|^2 + E_b'^2 - |\vec{p}_b'|^2 + 2((m_t - E_b') E_b' + |\vec{p}_b'|^2) \quad (2.7) \\
m_t^2 &= m_W^2 + m_b^2 + 2m_t \cdot E_b' - 2E_b'^2 + 2|\vec{p}_b'|^2 \\
m_t^2 &= m_W^2 - m_b^2 + 2m_t \cdot E_b'
\end{aligned}$$

Dado que las masas m_W y m_b se conocen con alta precisión por mediciones experimentales ⁸, m_t puede ser determinado por una medición experimental de E_b' utilizando la solución para m_t de la ecuación cuadrática anterior, eligiendo el signo positivo por consistencia ($m_t > 0$):

$$m_t = E_b' + \sqrt{m_W^2 - m_b^2 + E_b'^2} \quad (2.8)$$

Por la definición de la ecuación anterior, en el sistema (S') la energía del quark b tiene un valor único. Sin embargo, en el sistema de referencia de laboratorio (S^{lab}) la energía del quark b (E_b^{lab}) tiene una distribución que depende tanto del impulso relativista o "boost" observado del quark top ($\vec{\beta}_t$), como del ángulo de decaimiento θ respecto a la dirección de $\vec{\beta}_t$, y de E_b' [12]:

$$E_b^{lab} = E_b' \gamma (1 + \beta_t \cos \theta) \quad (2.9)$$

donde $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta_t^2}$.

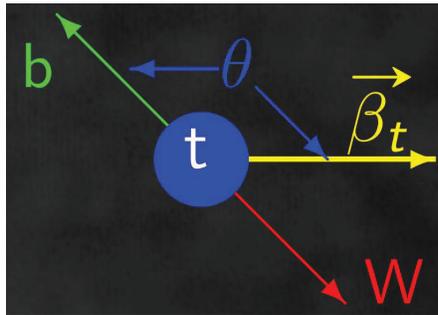


Figura 2.12: Decaimiento del quark top en el sistema de laboratorio

⁸Para la cálculos de la investigación se asumen las masas definidas en el código del simulador MADGRAPH [20]: $m_W = 80.4$ GeV y $m_b = 4.8$ GeV.

2.3.2. Posición del pico del espectro de energía del quark b

En colisionadores de hadrones, el quark top se produce con un impulso $\vec{\beta}_t$ y un ángulo θ que varían en cada colisión. Si analizamos la ecuación 2.9, en principio no es posible extraer la información acerca de E'_b . Sin embargo, si se asume que el quark top es no-polarizado, esto implica que la distribución angular θ es uniforme, y por lo tanto para cada impulso $\vec{\beta}_t$ existe una distribución de E_b^{lab} uniforme (“rectangular”) con límites entre $E'_b \sqrt{\frac{1-\beta_t}{1+\beta_t}}$ y $E'_b \sqrt{\frac{1+\beta_t}{1-\beta_t}}$ [12].

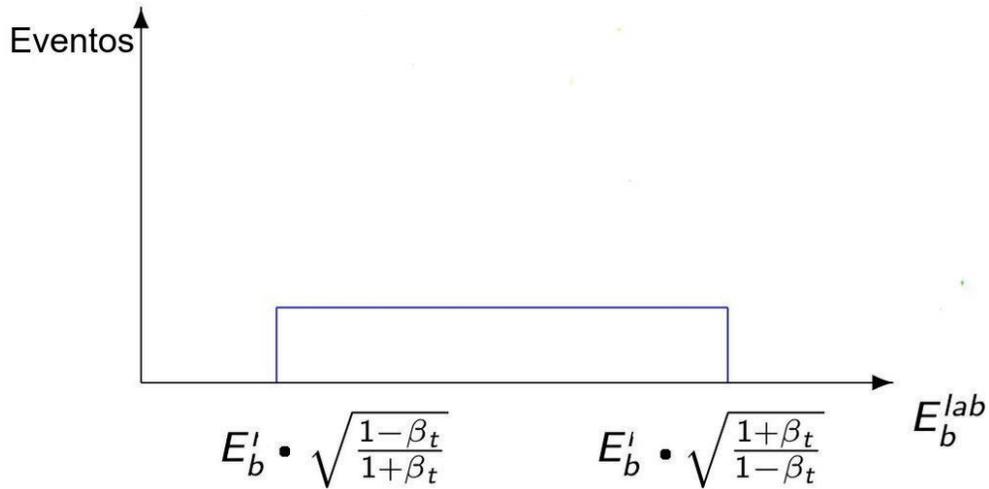


Figura 2.13: Distribución de la energía del quark b en el sistema de referencia del laboratorio para un impulso $\vec{\beta}_t$ cualquiera.

Como resultado, el valor de E'_b siempre se encuentra entre los límites de E_b^{lab} . Además, por la ecuación 2.9 sabemos que $E_b^{\text{lab}} = E'_b$ cuando $\vec{\beta}_t = 0$. Por lo tanto, si se suman todos los rectángulos correspondientes a cada impulso $\vec{\beta}_t$ posible, encontramos que la información acerca de E'_b se almacena como el valor de la posición del pico (E_{peak}) de la distribución de E_b^{lab} [12].

Adicionalmente, la distribución de E_b^{lab} es invariante ante un cambio de variable $X \leftrightarrow \frac{1}{X}$ (con $X = E_b^{\text{lab}}/E'_b$). En consecuencia, esta distribución es simétrica en una escala logarítmica de la energía E_b^{lab} [12]. Por lo tanto, se espera que la distribución observada en la Figura 2.14 sea simétrica con un cambio de variable $E \rightarrow \log(E)$, como se ilustra en la Figura 2.15.

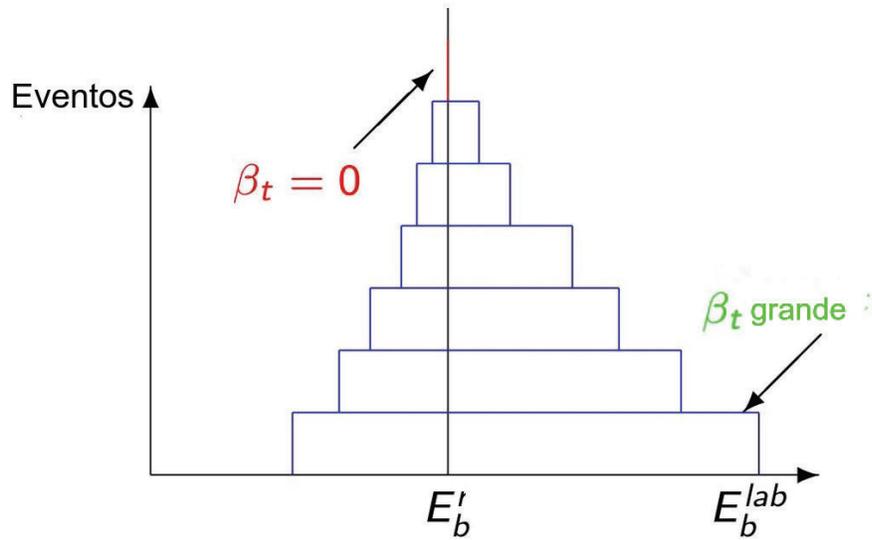


Figura 2.14: Distribución de la energía del quark b en el sistema de referencia de laboratorio para todos los $\vec{\beta}_t$ posibles.

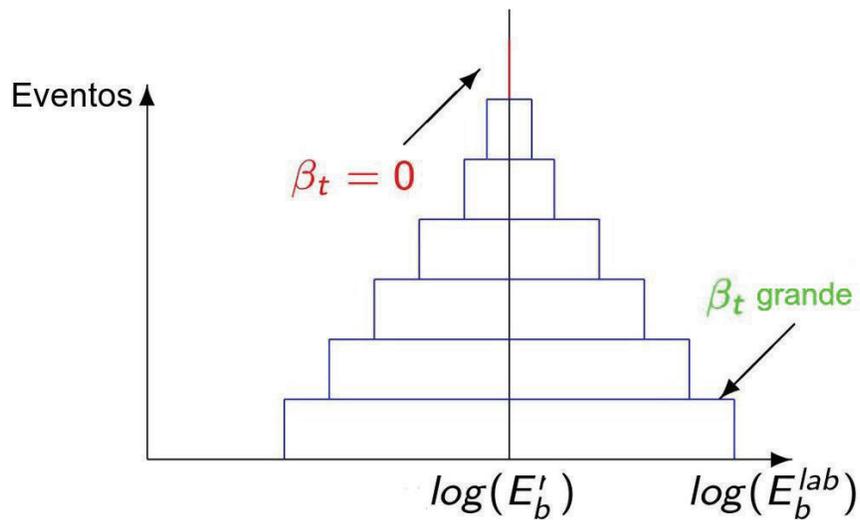


Figura 2.15: Distribución de la energía logarítmica del quark b en el sistema de referencia del laboratorio para todos los $\vec{\beta}_t$ posibles.

Capítulo 3

Aparato Experimental

3.1. El Gran Colisionador de Hadrones

En la frontera entre Francia y Suiza, se encuentra el Centro Europeo de Investigaciones Nucleares, o CERN en sus siglas en Francés. En este laboratorio opera un complejo de aceleradores para poner en marcha el Gran Colisionador de Hadrones, o LHC por sus siglas en Inglés. Cada subacelerador busca incrementar la energía de un haz de partículas (protones o iones pesados), tal que en su última fase se inyectan en el LHC dos haces de partículas en direcciones opuestas para ser acelerados a velocidades cercanas a la de la luz [21].

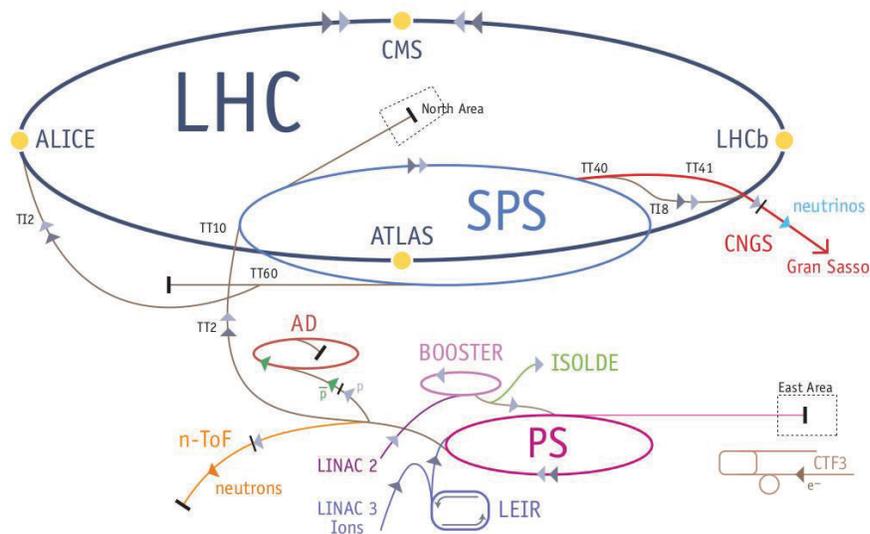


Figura 3.1: Complejo de aceleración del Gran Colisionador de Hadrones en el CERN [21].

En su etapa inicial, los protones se forman por la extracción de electrones en los átomos almacenados en una pequeña botella de hidrógeno. Posteriormente, estos protones se inyectan en el acelerador lineal LINAC2 para alcanzar una energía de 50 MeV, para ser inyectados en el sincrotrón PSB, donde alcanzan una energía de 1.4 GeV. Después, el haz de protones se inyecta en el sincrotrón PS y el sincrotrón SPS para alcanzar los 25 GeV y 450 GeV de energía respectivamente. En la última etapa, los haces de partículas son suministrados al LHC donde alcanzarán la energía nominal de colisión (Figura 3.1).

El LHC fue construido en los túneles que una vez fueron usados durante la operación del colisionador LEP. La circunferencia de los túneles es de aproximadamente 26.7 kilómetros [21, 22]. Los haces de protones que giran en el LHC no son continuos, sino están viajando en “racimos” con aproximadamente 10^{11} protones cada uno, espaciados en 25 nanosegundos [21, 22]. En consecuencia, cuando los racimos chocan, los protones colisionan con distintos valores de parámetro de impacto (b_0), y por tanto distinta efectividad. En promedio, se espera que en el LHC se alcancen 50 colisiones efectivas, conocidas como eventos de “pile-up”.

El LHC está diseñado para colisionar protones con protones con una energía del centro de masas de 14 TeV. En consecuencia, el LHC es el colisionador de partículas más energético jamás creado¹. Los haces de protones se sincronizan tal que existen cuatro puntos de cruce en el conducto del colisionador. En estos puntos de encuentro están localizados los experimentos CMS, ATLAS, ALICE y LHCb. Los experimentos CMS y ATLAS son detectores multipropósito para el estudio del Modelo Estándar y donde se espera encontrar evidencia de nueva Física, mientras que ALICE y LHCb se encargan de estudiar los productos de colisiones de iones pesados y la física del quark b respectivamente [21, 22].

En el LHC, la producción de eventos (N) para procesos físicos se calcula en función de la sección eficaz del proceso (σ) y la luminosidad integrada (L) como $N = L \cdot \sigma$. La luminosidad integrada es la integración temporal de la luminosidad instantánea (\mathcal{L}) durante el tiempo de operación del LHC². El valor de \mathcal{L} depende de las características del haz del colisionador y del detector mediante la ecuación 3.1. El valor esperado de \mathcal{L} para el LHC es $10^{-34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (Tabla 3.1) [22].

$$\mathcal{L} = \frac{N^2 n f \gamma}{4\pi\epsilon\beta\sqrt{1 + \left(\frac{\theta\sigma_z}{2\sigma^*}\right)^2}} \quad (3.1)$$

¹En 2015, alcanzó el valor récord de colisiones protón-protón con un centro de masa de 13 TeV.

²Las unidades de luminosidad integrada son $\text{barn}^{-1} = 10^{24} \text{cm}^{-2}$

Característica	Valores
f , frecuencia de revolución	11.245 kHz
n , número de racimos de protones en cada haz	2808
N , número de protones por racimo	1.15×10^{11}
β , función beta en el punto de interacción	55 cm
σ_z , RMS del ancho longitudinal del racimo	7.55 cm
σ^* , RMS del tamaño transversal del racimo	$16.7 \mu\text{m}$
γ , gamma relativista de los protones	7461
ϵ , emitancia transversal del haz normalizada	$3.75 \mu\text{m rad}$
θ , ángulo de cruce del haz	$285 \mu\text{rad}$

Tabla 3.1: Parámetros del LHC en el cálculo de luminosidad instantánea [22].

En la siguiente figura se muestra la luminosidad integrada total entregada por el LHC y almacenada por CMS, durante la operación del LHC en el año 2012 con colisiones protón-protón con $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ ³.

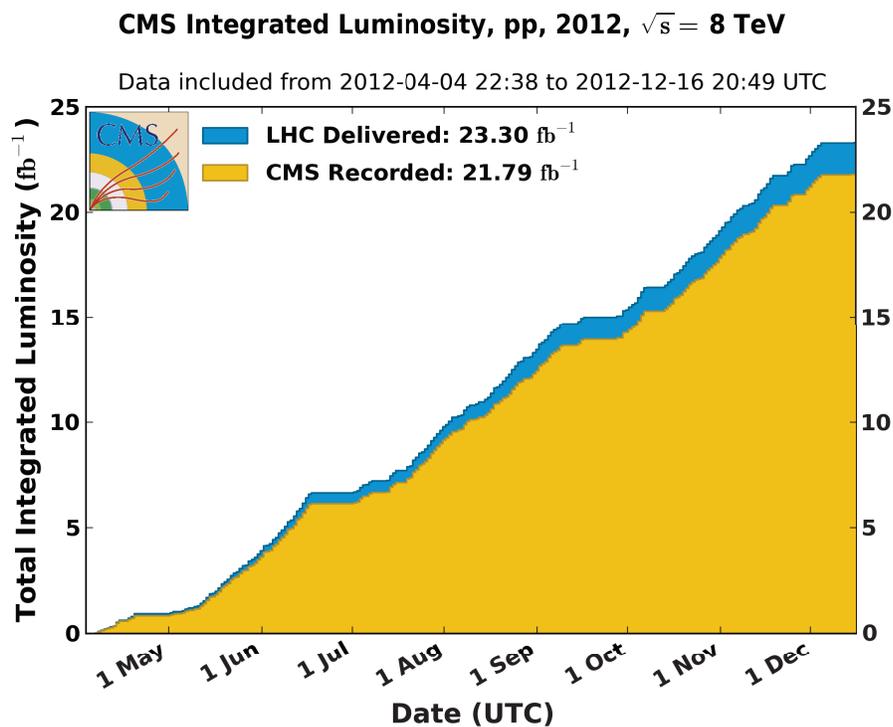


Figura 3.2: Luminosidad integrada total en CMS en el año 2012 [23].

³En esta investigación, el espaciado temporal de los racimos de protones fue de 50 ns y existieron en promedio de 21 eventos de pile-up

3.2. Una descripción del detector CMS

El experimento Solenoide Compacto de Muones (CMS, por sus siglas en inglés) está localizado en uno de los 4 puntos de interacción de los haces que circulan alrededor del LHC. Este experimento alberga un detector de partículas conformado por un sistema de subdetectores compactos, los cuales aprovechan distintas propiedades de las partículas como muones, electrones, fotones y hadrones, para el análisis de los productos de colisiones producidas dentro del detector [22, 24]. En el año 2012, el experimento CMS encontró la pieza ausente del Modelo Estándar, el bosón de Higgs [15].

En la Figuras 3.3 y 3.4 se ilustran las capas de subdetectores que conforman el detector CMS. En la capa más interna el experimento cuenta con un detector de trazas de partículas cargadas denominada comúnmente como "Tracker" [25]. El Tracker está rodeado por un calorímetro electromagnético (ECAL) que se encarga de medir la energía de partículas que interactúan electromagnéticamente (e.g. electrones y fotones). En la siguiente capa existe un sistema de calorímetros para la detección y medición de energía de hadrones cargados y neutros, por ejemplo un pión y un neutrón respectivamente [26]. A continuación, para medir con precisión el momento y posición de las partículas cargadas, un solenoide superconductor genera un campo magnético central de 3.8 Teslas [27]. Finalmente, la última capa del detector está compuesta de sistema muy preciso de identificación de muones [28].

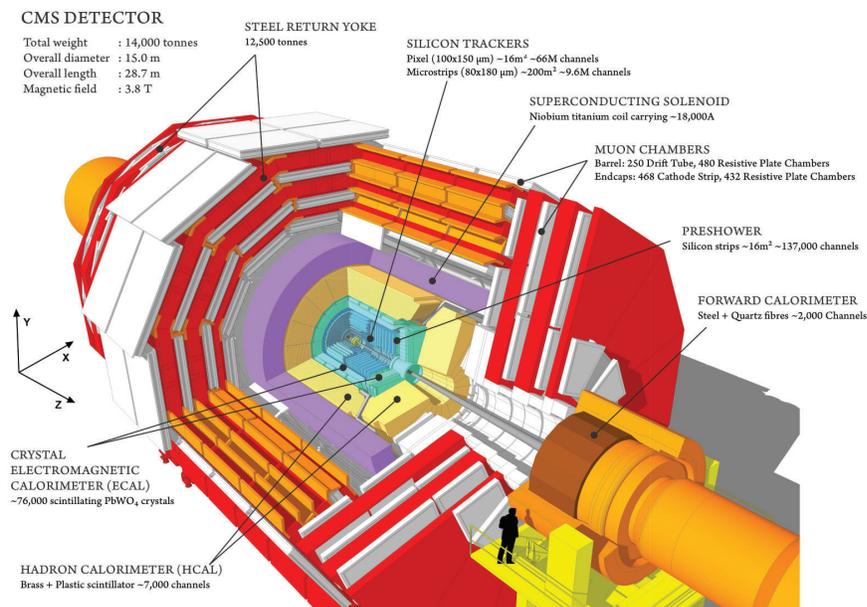


Figura 3.3: Ilustración del experimento CMS. Créditos de Imagen: CERN.

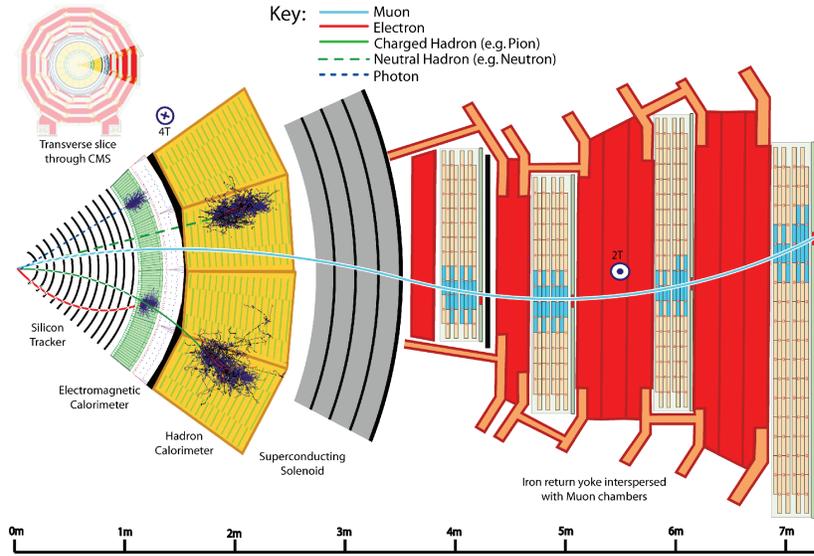


Figura 3.4: Descripción de la función de los subdetectores del experimento CMS. Créditos de Imagen: CERN.

3.2.1. Sistema de coordenadas

En la Figura 3.5 se muestra el sistema de coordenadas utilizado en el experimento CMS. Este sistema tiene como origen el punto de colisión en el centro del detector. El eje-X y el eje-Y apuntan hacia el centro y perpendicular al anillo del LHC respectivamente, mientras el eje-Z está definido en la dirección paralela al haz de partículas. El ángulo azimutal ϕ se mide respecto al eje-X en el plano X-Y, mientras el ángulo polar θ se define respecto al eje-Z en el plano Z-Y⁴.

Los cálculos que se llevan a cabo durante el análisis de la colisión requieren que variables como ϕ y θ sean invariantes relativistas. Desafortunadamente, el ángulo θ no es invariante respecto a un impulso relativista en el eje-Z. En consecuencia, se ha definido una magnitud análoga conocida como “rapidity” (\mathcal{R}) definido como:

$$\mathcal{R} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (3.2)$$

donde E y p_z son la energía y la componente Z del momento respectivamente. En el límite de masa pequeña ($p \gg m$), \mathcal{R} se aproxima a la magnitud conocida como “pseudorapidity” [24]:

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

⁴El plano X-Y es el plano transversal de estimación de magnitudes como el momento transversal (p_T) y la energía transversal perdida (MET)

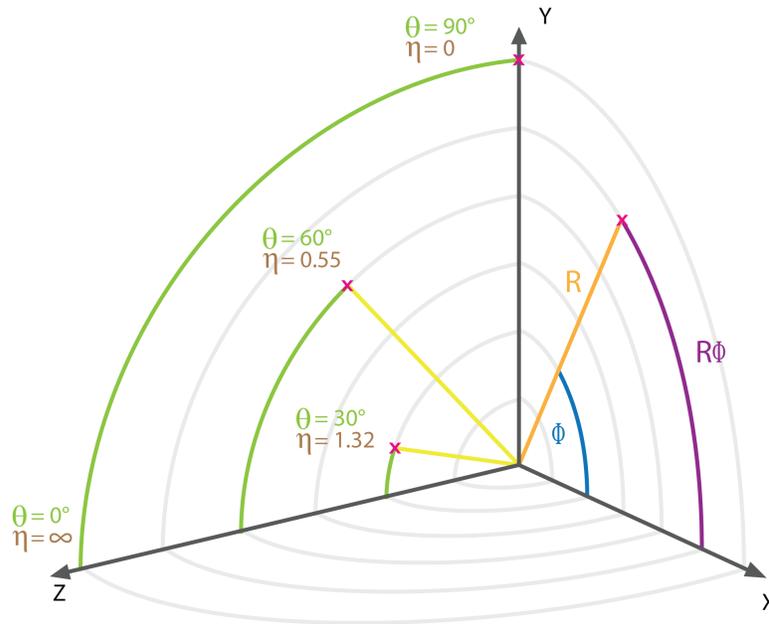


Figura 3.5: Ilustración del sistema coordinado usado en el experimento CMS [24].

3.2.2. Tracker

El Tracker es la subcapa del detector CMS más cercano al punto de colisión. El tracker está encargado de la medición precisa y eficiente de la trayectoria de partículas cargadas, y de la reconstrucción de vértices secundarios [24]. Este subdetector tiene una longitud aproximada de 5.8 m y un diámetro de 2.5 m. La aceptación⁵ de detección es de $|\eta| < 2.4$.

El diseño está basado en tecnología de detectores de silicio. Con alrededor de 200 m² de extensión es el tracker de silicio más grande jamás construido. En la Figura 3.6, cada línea representa un módulo del detector. Existen 1440 y 15148 módulos de silicio de tipo-pixel y de tipo-banda respectivamente [25]. El Tracker está compuesto de tres regiones principales:

- PIXEL: Detector de tipo-pixel con tres capas en la región central y cuatro tapas laterales
- TIB y TOB: Detector de tipo-banda de 10 capas en la region central
- TEC y TID : Tapas laterales de las regiones TIB y TOB.

⁵La aceptación es el alcance espacial de detección

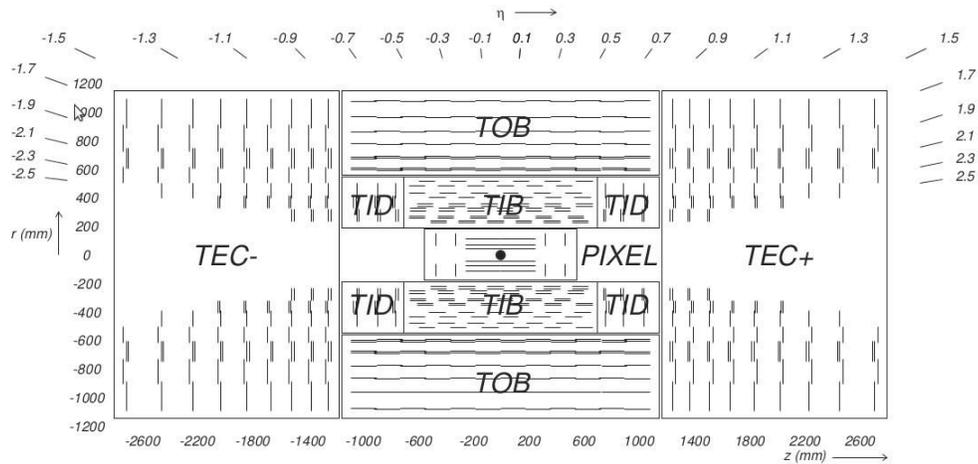


Figura 3.6: Corte longitudinal del Tracker en el detector CMS [24].

3.2.3. Calorímetro Electromagnético

Las altas exigencias del LHC demandan que los calorímetros del experimento CMS tengan una alta granularidad, rapidez de respuesta electrónica y resistencia a la alta radiación. En CMS, la primera capa del calorímetros es el calorímetro electromagnético (ECAL) [29]. El ECAL es un calorímetro homogéneo compuesto de cristales centelleadores de stozlita (Pb W O_4) [30]. La función principal del ECAL es medir con alta precisión la energía de electrones y fotones. Una descripción de las partes del ECAL se observa en la Figura 3.7.

En la zona de barril se encuentran 61200 cristales conectados a fotodiodos de avalancha (APD). Por otra parte, la zona de las tapas se encuentran compuesta de 7432 cristales en cada una de ellas, y conectadas a fototriodos de vacío (VPT) (Figura 3.8). Como resultado, el ECAL tiene una muy buena resolución de medición de energía de electrones y fotones [29]. Esta característica fue fundamental para la detección de una producción del bósón de Higgs en el canal de decaimiento de dos fotones en 2012 [15, 31].

Adicionalmente, un detector de “preshower” rodea la región de las tapas laterales, con el propósito de ayudar en la detección de piones neutros, identificación de electrones, y la determinación de la posición de electrones y fotones [24, 30]. El detector de preshower tiene dos capas: (1) radiadores de plomo que inician una lluvia de partículas cargadas (cascada electromagnética) por el paso de electrones y fotones, y (2) sensores de tipo-banda de silicio para medir la energía depositada, y el perfil transversal de la cascada [24].

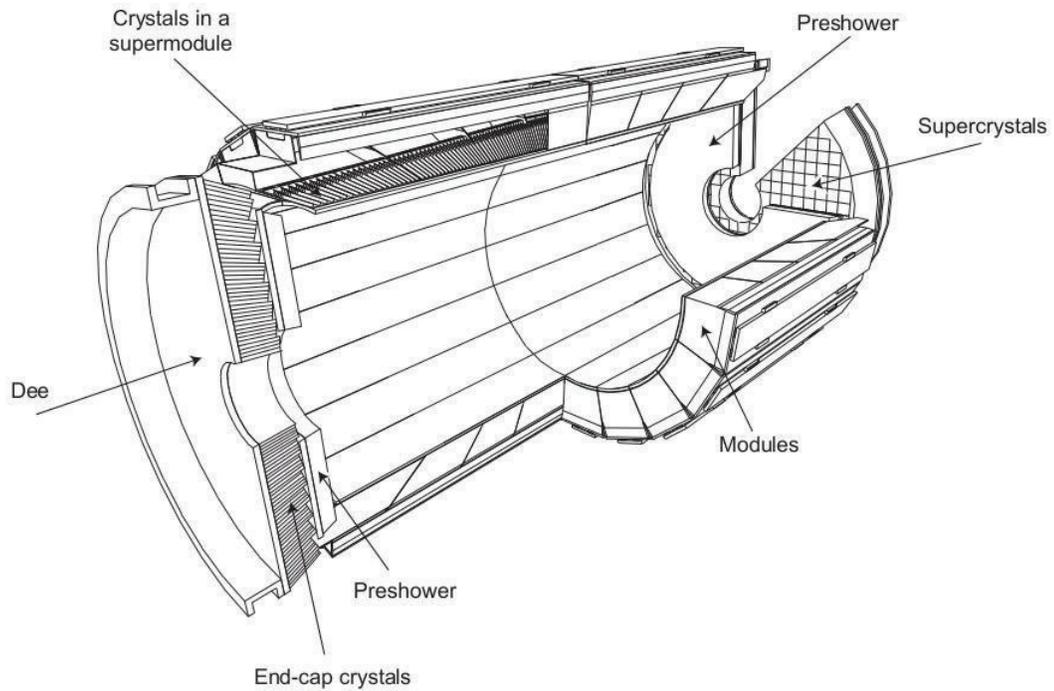


Figura 3.7: Vista interior del calorímetro electrodébil (ECAL) en CMS [24].

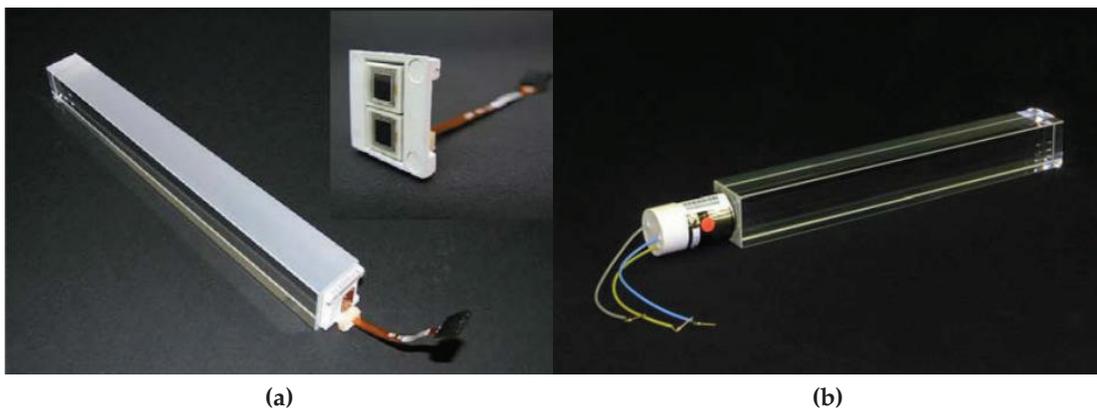


Figura 3.8: Cristales de PbWO_4 utilizados en el calorímetro electromagnético (ECAL) [24]. (a) Cristal de la zona de barril con una cápsula APD (b) Cristal de la zona de la tapa y un VPT.

3.2.4. Calorímetro Hadrónico

La segunda capa de calorímetros en CMS corresponde al calorímetro de hadrones (HCAL). La función principal del HCAL es la medición de la energía depositada de los hadrones producidos en la colisión y consecuentemente, contribuye a una estimación indirecta de la energía ausente asociada a procesos físicos que envuelven producción de neutrinos o partículas exóticas. El HCAL provee una estimación de la posición, energía y tiempo de arribo mediante el uso de una estructura alternada de capas de un absorbedor y un centellador.

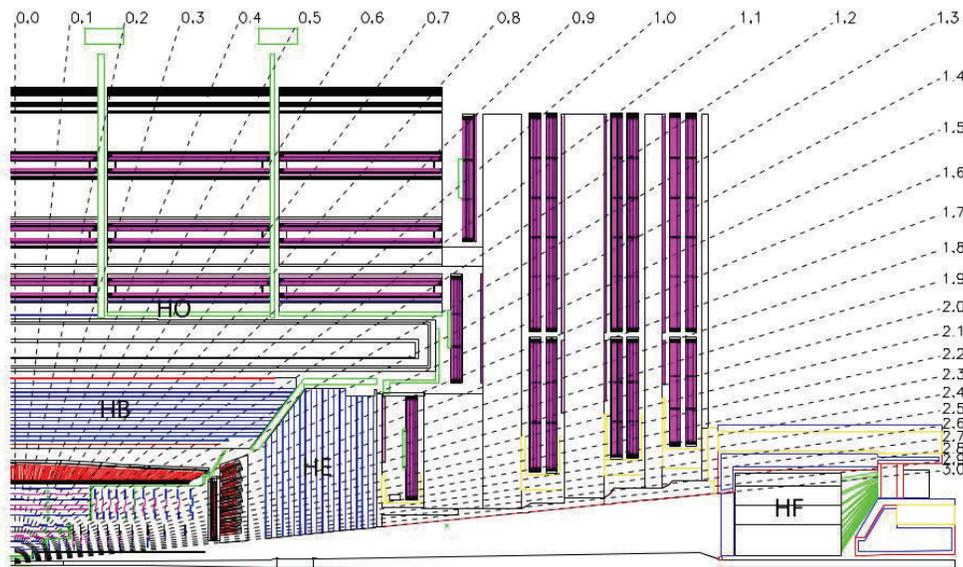


Figura 3.9: Corte transversal de las regiones del calorímetro hadrónico (HCAL) [24].

El HCAL está dividido en cuatro sectores de detección (Figura 3.9): barril (HB), tapas (HE), externo (HO) y frontal (HF) [24, 26]. Los detectores en HB y HE se extienden entre el límite del ECAL ($R = 1.77$ m) y el interior del magneto superconductor ($R = 2.95$ m). Los detectores en el sector HB están organizados en 18 cuñas idénticas en la dirección del eje $Z+$ y el eje $Z-$ (Figura 3.10.a). Estas cuñas están construidas con placas de latón (absorbedor) paralelas al eje- Z , alternadas con plástico centelleador distribuido en 16 separaciones de pseudorapidity. HB cubre una región de pseudorapidity $|\eta| < 1.3$. Además, en el sector HO se diseñó una extensión del absorbedor para complementar las mediciones de la lluvia de hadrones en el sector HB (Figura 3.10.a).

En el HE existen 18 cuñas por cada tapa, para medir la energía de partículas en las regiones laterales del magneto de CMS [24]. Finalmente, el sector HF se compone de dos partes situadas a 11.2 m del punto de interacción en la línea del haz (Figura

ra 3.9). HF está basado en tecnología de tipo Cerenkov con resistencia a daños por alta radiación. HF es esencialmente un cilindro de acero distribuido en capas (absorbedor), tal que están alternadas con fibras de cuarzo. Como resultado, la aceptación de detección en HF es de $3 < |\eta| < 5.2$ [24, 26].

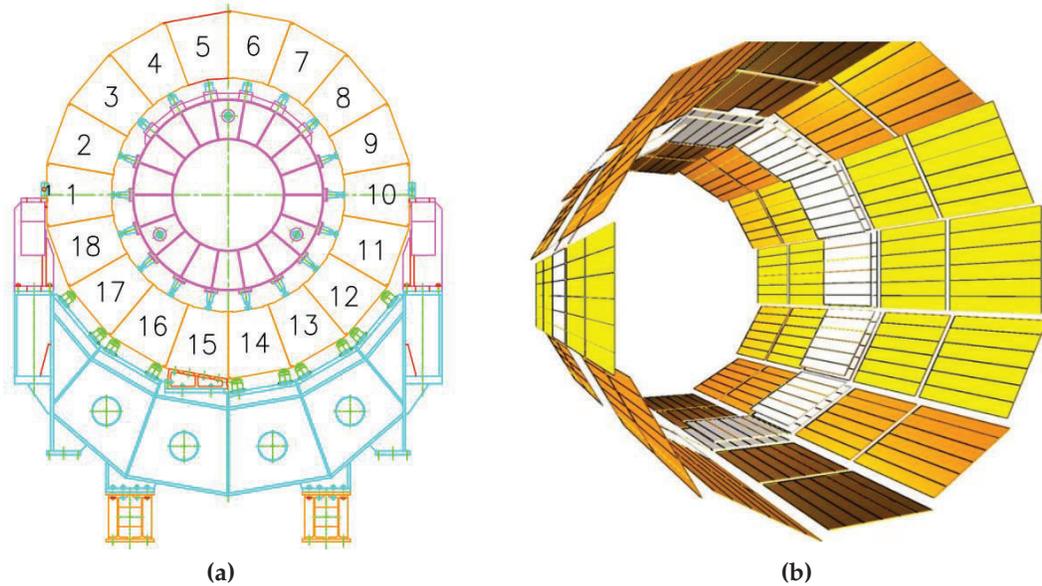


Figura 3.10: Representación de los sectores HB y HO del calorímetro hadrónico (HCAL). (a) Vista transversal de HB y b) Vista artística del subdetector HO [24].

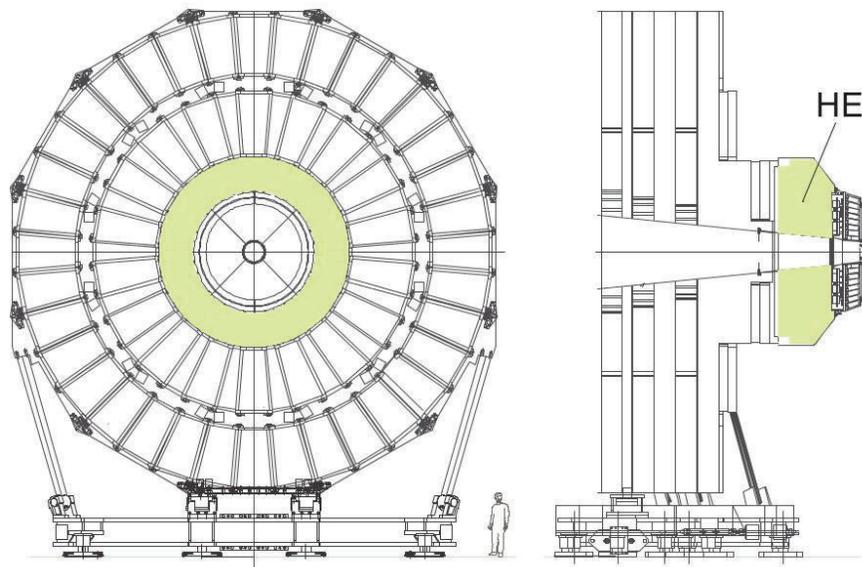


Figura 3.11: Representación transversal y lateral del sector HE [24].

3.2.5. Magneto Superconductor

Una de las características más destacada del experimento CMS es su solenoide superconductor. El solenoide genera un campo magnético uniforme de 3.8 Teslas en una región de 6.3 metros de diámetro y 12.5 metros de largo [24]. Este campo magnético es 100000 veces el que tiene el planeta Tierra. La función del magneto es curvar las trayectorias de partículas cargadas producidas por la colisión. En consecuencia, el magneto es utilizado por motivos de identificación y medición del momento de partículas cargadas [27].

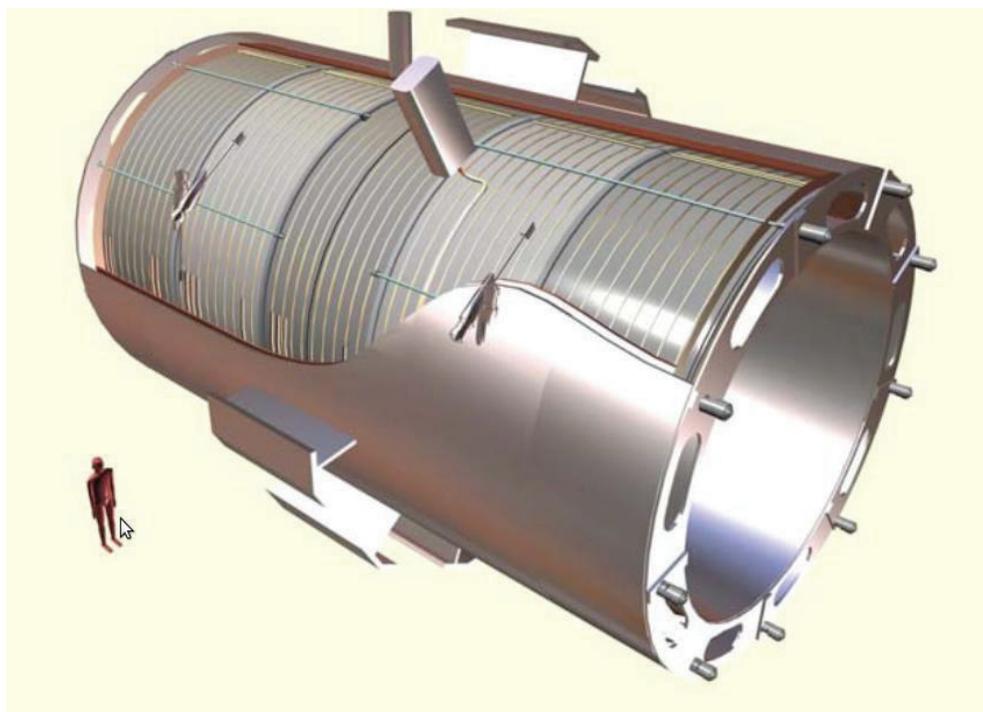


Figura 3.12: Vista artística del magneto superconductor en CMS [24].

El material conductor del envanado es Niobio-Titanio (NbTi). Con un peso de 220 toneladas, el envanado está distribuido radialmente en 4 capas, y longitudinalmente en 5 secciones (Figura 3.12). El material conductor⁶ se encuentra dentro de un criostato de acero, el cuál alcanza una temperatura 1.8 °K durante su máxima operación. En la siguiente tabla se resumen las características principales del magneto superconductor:

⁶El material que compone el envanado del solenoide se lo denomina “masa fría”

Longitud magnética	12.5 m
Diámetro magnético	6.3 m
Inducción magnética central	4T
Total Corriente/espira	41.7 MA/espira
Corriente nominal	19.14 kA
Inductancia	14.2 H
Energía magnética almacenada	2.6 GJ

Tabla 3.2: Características del magneto superconductor del experimento CMS [24].

3.2.6. Sistema de Muones

Como se puede deducir por el nombre, los muones tienen un papel importante en el experimento CMS. Uno de los propósitos del diseño del detector era encontrar (como ocurrió en 2012) al bosón de Higgs en el canal de decaimiento con cuatro muones en el estado final ($H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$), denominado como el “canal de oro” debido a que es una de las señales del bosón de Higgs menos afectadas por procesos de fondo [15]. En CMS, los muones no sólo son relativamente fáciles de detectar, sino que la resolución de masa de 4-partículas es la mejor, debido a que los muones son menos afectados que los electrones por la interacción con los materiales del tracker [24, 28].

El sistema de muones fue diseñado para la identificación de muones, medición precisa del momento y “triggering”⁷. El sistema de muones tiene forma cilíndrica, una región de barril y dos regiones laterales (tapas) con un área de planos de detección de aproximadamente 25000 m² [28]. Los detectores empleados en el sistema de muones son cámaras gaseosas conocidas como DTC, CSC y RPC⁸[32, 33, 34]. Los subsistemas CSC y DTC permiten el triggering de muones con un alto p_T con gran eficiencia y resolución de manera independiente respecto al resto del detector [33, 32].

En la región de barril (simetría cilíndrica) se encuentran detectores DTC para cubrir una región de $|\eta| < 1.2$. Esta región está dividida en 4 estaciones o capas distribuidas radialmente. En total, las tres estaciones internas contienen 60 detectores DTC cada una, y en la estación exterior existen 70 detectores DTC [32]. Un armazón de acero, el cual sostiene los detectores, funciona como absorbedor de hadrones para tener una identificación absoluta de muones. En la Figura 3.13 se muestra un

⁷En física experimental de partículas, “triggering” se denomina a la acción que un sistema compuesto de hardware (Sistemas de FPGAs y subdetectores) y software ejecuta para la aceptación/rechazo de información de colisiones por motivos de capacidad de memoria, frecuencia de colisión, etc.

⁸Ver Lista de Abreviaciones

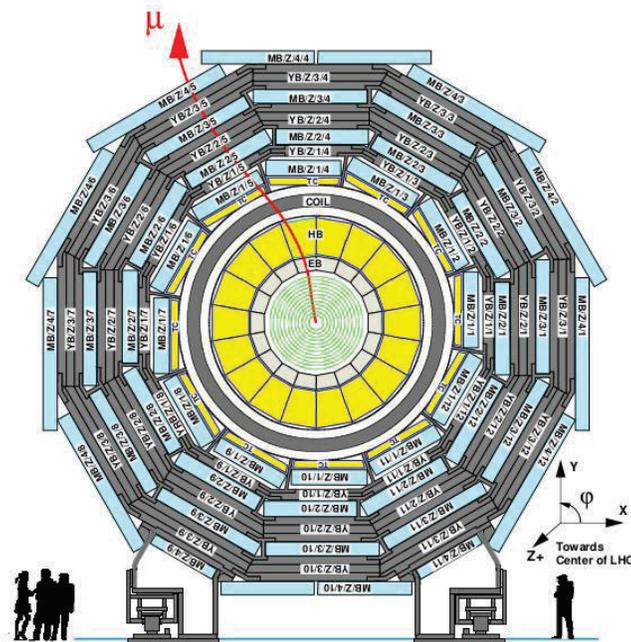


Figura 3.13: Corte transversal del detector en la zona de barril [24]. Los detectores tipo DTC (celestes) y el armazón de acero (gris).

corte transversal del detector CMS, donde se ilustra la distribución de detectores tipo DTC en las 4 estaciones que componen la región del barril. Este arreglo permite la estimación del tiempo del muón con muy buena resolución, y una eficiente reconstrucción de la traza de los muones que pasan por el sistema [28].

En la región de las tapas ($0.9 < |\eta| < 2.4$), la cantidad de eventos de fondo es grande y el campo magnético no es uniforme. Consecuentemente, se necesitan detectores de respuesta rápida, segmentación fina y resistentes a altos niveles de radiación. Estos requisitos son satisfechos por detectores de tipo CSC. Los CSCs se encuentran distribuidos en 4 estaciones en cada tapa, perpendiculares a la línea del haz (Figura 3.14) [24].

Finalmente, un sistema de detectores RPC fueron añadidos en los sistemas de CSCs y DTCs, para determinar correctamente el tiempo de cruce de los racimos de protones en el detector CMS. Los RPCs tienen una respuesta rápida con buena resolución temporal, sin embargo su resolución espacial es inferior a la de los CSCs y DTCs. Por otra parte, los RPCs ayudan a resolver ciertas confusiones cuando existen múltiples partículas pasando por el mismo detector [24]. En las Figuras 3.14 y 3.15 se muestran la ubicación de los sistemas de CSCs y RPCs en CMS. Más información técnica acerca del sistema de muones se encuentran en [28].

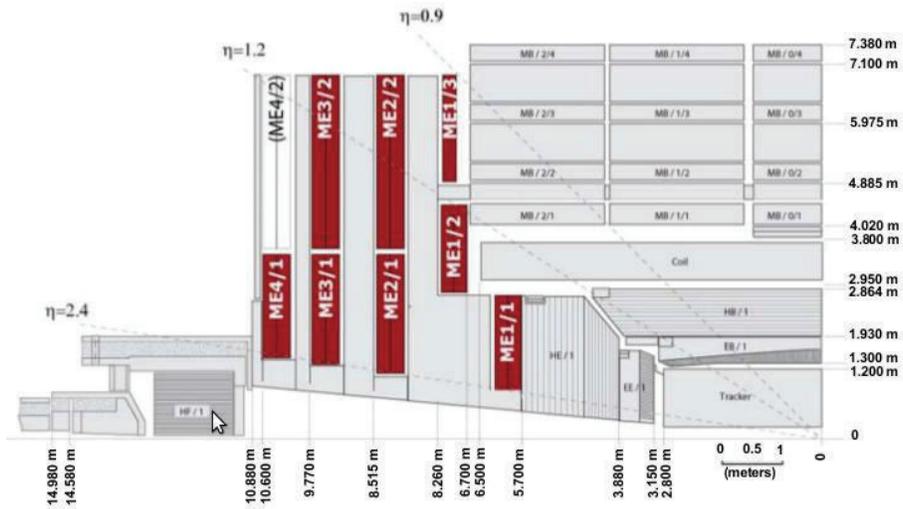


Figura 3.14: Cuarto de vista del detector CMS y la distribución de los detectores CSCs (rojo) [24].

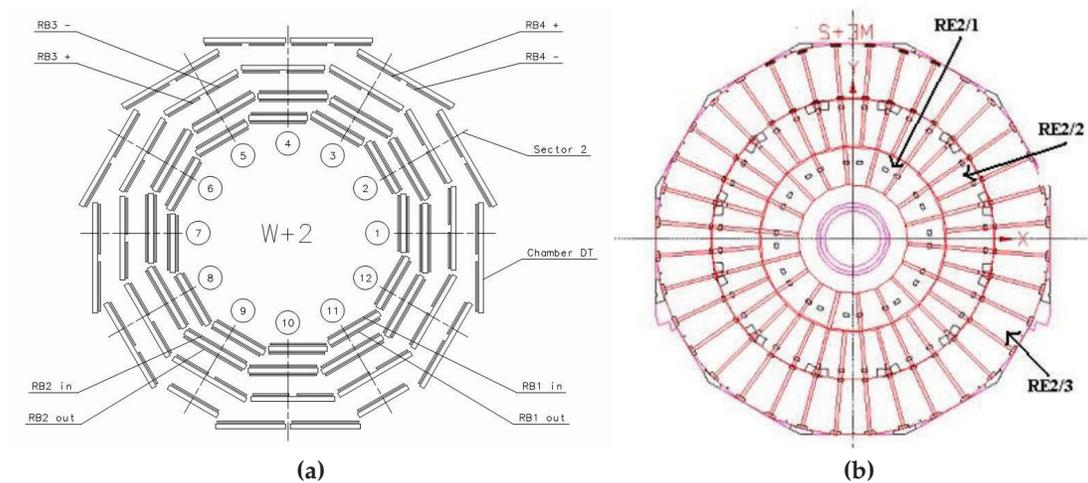


Figura 3.15: Distribución de detectores RPCs en el Sistema de Muones. (a) Vista transversal de los detectores en la región del barril (RB) (b) Distribución de detectores en la región de las tapas (RE) [24].

3.2.7. Disparador

En el LHC la frecuencia de cruce de los racimos de protones es de 40 MHz, es decir, existen colisiones en el centro de cada detector cada 25 nanosegundos. Debido a la imposibilidad de almacenamiento de toda información relacionada a los eventos de colisión, es necesario implementar un sistema que reduzca drásticamente la aceptación de eventos sin perder eventos interesantes para el análisis. En los experimentos de física de partículas, esta tarea se lleva a cabo mediante un sistema que se conoce como disparador, o en inglés “trigger”.

El experimento CMS cuenta con un sistema de disparador multinivel. El Level-1 (L1) Trigger se encarga de disminuir la tasa de colisiones consideradas de 40 MHz a 100 kHz, mientras en el siguiente nivel de filtro, el High Level Trigger (HLT), se reduce la tasa de colisiones considerada de 100 kHz a ~ 100 Hz [35, 36]. A continuación se describen las características más importantes de los niveles del disparador:

Level-1 Trigger

El L1 trigger es un sistema que decide si almacenar la información de la colisión de dos racimos de protones, basada únicamente en datos provenientes del sistema de muones, y de los calorímetros HCAL y ECAL. La instrumentación utilizada por este sistema está localizada dentro del detector y en su exterior (a 90 m), compuesta de FPGAs, ASICs, y LUTs programables. Un software está encargado de la configuración y operación de las componentes del trigger. El tiempo entre el ingreso del racimo de protones y el reporte de la decisión es de $\sim 3.2\mu s$ [24, 35].

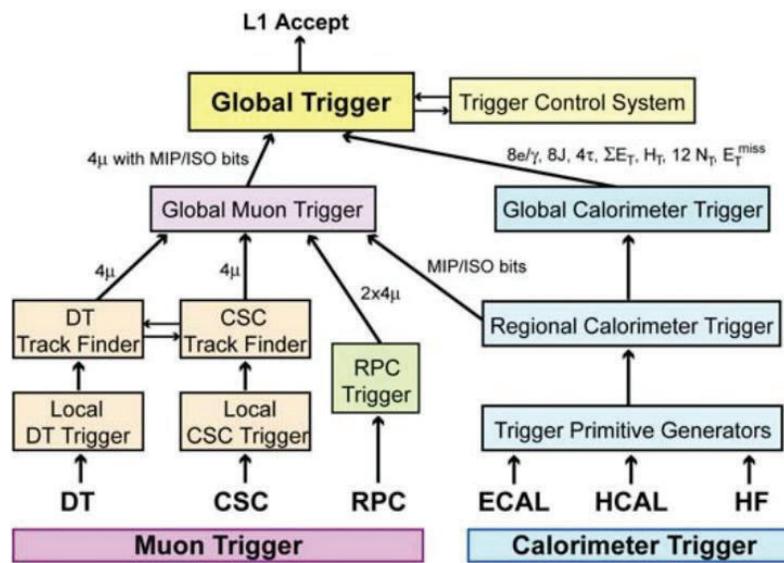


Figura 3.16: Arquitectura del L1 Trigger del experimento CMS [24].

El inicio de la operación comienza en los Triggers Locales y Trigger Primitive Generators (TPG). Estos triggers están basados en la energía depositada en los calorímetros y trazas dejadas en las cámaras de muones. Posteriormente, los Triggers Regionales combinan la información con el fin de rankear los objetos del trigger (e.g. muones y electrones) en función de su energía y el nivel de confianza en la identificación basados en la información disponible. Después, los triggers globales de muones y calorímetros toman la información de los objetos más destacados de la colisión y la pasan al Global Trigger [35]. La decisión final es tomada en el Global Trigger. En caso de ser aceptado el evento pasa a ser evaluado por los algoritmos desarrollados en el HLT (Figura 3.16).

High Level Trigger

El High Level Trigger es un sistema compuesto puramente por algoritmos implementados en software. La información de entrada son eventos que pasaron los requerimientos del L1 Trigger. Esta decisión es basada en algoritmos independientes conocidos como “paths”. Estos algoritmos de filtro son ejecutados en un sistema grande de CPUs. En promedio, el HLT toma una decisión si aceptar un cruce de racimo de protones en $40 \mu\text{s}$ utilizando información global del evento. El número de paths creados es dependiente de la luminosidad despachada por el LHC. Sólo los eventos aceptados por el HLT son almacenados para el análisis de datos de física [36].

Capítulo 4

Datos y Simulación de Eventos

4.1. Señal y procesos de fondo

La determinación de la masa del quark top se llevó a cabo seleccionando como señal eventos con producción top-antitop en el canal de decaimiento denominado como “dileptónico electron-muon”. El canal de decaimiento fue elegido como óptimo debido a que es el canal en el que la producción $t\bar{t}$ tiene menos procesos de fondo o “background” [37].

En la Figura 4.1 se muestra el Diagrama de Feynman asociado a los eventos de señal. Uno de los bosones W producido decae en un electrón y un neutrino, mientras el otro bosón W decae en un muón y otro neutrino. Además, como resultado de la hadronización de los quark b se producirán dos b -jets. En consecuencia, en los datos de colisiones protón-protón del experimento CMS se buscará la señal identificando un estado final con cinco objetos característicos: dos jets identificados como originados por la hadronización de un quark b (b -jets), un electrón, un muón, y energía ausente debido a dos neutrinos no detectados.

Los procesos de fondo producidos por la colisión, que podrían ser seleccionados equivocadamente, pues contienen un estado final similar al que tiene la señal, se describen en orden de importancia a continuación:

- Single top: Este proceso es la producción individual del quark top, más información acerca de este proceso se describe en la Sección 2.2.1. El canal tW contribuye mayoritariamente a los eventos de fondo.
- Diboson: Estos eventos corresponden a la producción de un par de bosones (VV) acompañada de jets adicionales, donde $VV = WW, WZ, ZZ$.

- Drell-Yan: La creación de un bosón Z (con $Z \rightarrow l^+l^-$) junto con jets adicionales.
- $t\bar{t}V$: La producción de un par top-antitop en asociación de un bosón W (con $W^\pm \rightarrow l^\pm\nu$) o un bosón Z (con $Z \rightarrow l^+l^-$).
- W+jets: En estos eventos existe la creación de un bosón W (con $W^\pm \rightarrow l^\pm\nu$) junto con jets adicionales.

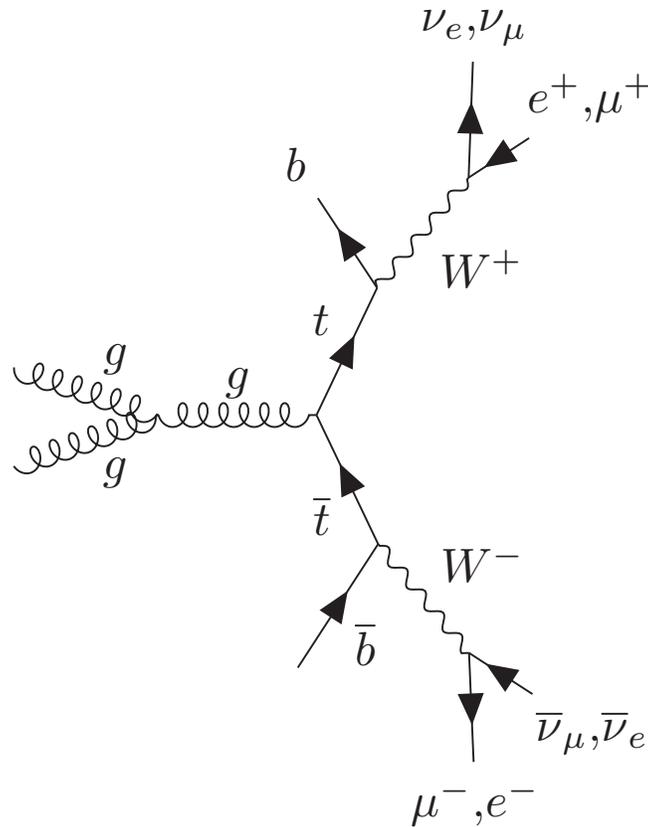


Figura 4.1: Diagrama de Feynman LO para la señal de eventos.

4.2. Datos experimentales

La determinación de la masa del quark top presentada en este documento se llevó a cabo usando el conjunto de datos experimentales o “dataset” completo de colisiones protón-protón a $\sqrt{s} = 8$ TeV, recolectada por el detector CMS en el 2012. La luminosidad integrada total del dataset es de 19.7 fb^{-1} .

En el experimento CMS, la información de cada colisión se almacena en al menos un dataset primario (PD) en función del “path” específico del HLT que acepta eventos en él. Además, los datos se dividen en “rangos de la corrida”, las cuáles son períodos continuos de almacenamiento de datos. Para localizar los eventos con producción $t\bar{t}$ en el canal dileptónico electrón-muón, se toma en consideración el dataset que contiene un par electrón-muón (MuEG) (Tabla 4.1) y los paths del HLT que se muestran en la Tabla 4.2.

En los eventos seleccionados se requiere principalmente la existencia de un electrón y un muón, tal que existe un mínimo de p_T de 17 GeV para el leptón líder (con más alto p_T) y 8 GeV para el leptón sub-líder (segundo con más alto p_T).

Dataset	L (pb^{-1})
/MuEG/Run2012A-22Jan2013-v1/AOD	881
/MuEG/Run2012B-22Jan2013-v1/AOD	4425
/MuEG/Run2012C-22Jan2013-v1/AOD	7123
/MuEG/Run2012D-22Jan2013-v1/AOD	7306
Total	19735

Tabla 4.1: Dataset MuEG usado para la medición. En la Tabla se muestran la luminosidad integrada para los cuatro rangos de la corrida del 2012.

Dataset	Trigger paths
$e\mu$	Mu8_Ele17_CaloIdT_CaloIsoVL_TrkIdVL_TrkIsoVL Mu17_Ele8_CaloIdT_CaloIsoVL_TrkIdVL_TrkIsoVL

Tabla 4.2: Paths del disparador usados por este análisis.

4.3. Simulación de eventos

En esta investigación, las distribuciones de datos reales y simulaciones de Monte Carlo (MC) de los eventos, se comparan para la obtención de m_t . La señal de eventos con producción $t\bar{t}$ se generan usando el generador matricial L0 MADGRAPH 5. Posteriormente, los resultados pasan al programa PYTHIA 6, para simular la lluvia partónica/hadronización usando los parámetros de ajuste Z2* [20, 38, 39, 40]. Los leptones τ decaen utilizando el paquete TAUOLA [41]. El PDF LO CTEQ6L1 se usa en la generación de eventos [42]. La señal de eventos $t\bar{t}$ se genera para siete diferentes hipótesis de m_t en el rango entre 166.5 a 178.5 GeV.

La fuente más grande de procesos de fondo se espera que surja de la producción de tipo Single-top en asociación con un bosón W (canal tW). Todos los eventos de tipo Single-top son modelados usando el generador POWHEG [43] con el conjunto de PDFs CTEQ6M, y con tres valores de masa del quark top: 166.5 GeV, 172.5 GeV y 178.5 GeV. Los procesos de fondo restantes asociados a la producción W+jets, Drell-Yan, dibosón, y $t\bar{t}$ +bosón son generados con MADGRAPH 5. La lluvia partónica/hadronización para todos los procesos de fondo es realizada con PYTHIA 6. Finalmente, la respuesta del detector a los eventos de señal y de fondo, es simulada usando un modelo con la geometría y materiales del detector CMS implementado en el programa GEANT4 [44].

Secciones eficaces estimadas en precisión NLO y NNLO se usan para normalizar todas las muestras de eventos en la simulación [45, 46, 47, 48]. En las Tablas 4.3 y 4.4 se enlistan las muestras simuladas utilizadas en el análisis. Además de la normalización por secciones eficaces y luminosidad integrada, con el fin de mejorar la concordancia entre los datos y la simulación, se aplican factores de corrección adicionales relacionados con el pile-up, la eficiencia de selección de leptones, la energía y resolución de los jets.

En el caso del pile-up, por medio de PYTHIA se simulan colisiones protón-protón adicionales en el mismo cruce de los haces y sus alrededores, y se superponen en la colisión principal, usando una distribución de la multiplicidad de eventos de pile-up que refleja el perfil de luminosidad de los datos reales analizados. Por otra parte, dado que la eficiencia de b-tagging de jets¹ en simulación es mayor a la que observada en datos, esto se corrige aplicando el método “Jet by Jet b-tagging Updating Status” [49].

¹El proceso de identificación de jets que se originan del quark b se denomina “b-tagging”.

Tabla 4.3: Lista de muestras simuladas para la señal y eventos de fondo con su sección eficaz (σ) respectiva.

Proceso	Muestra	σ (pb)
$t\bar{t}$	$t\bar{t}$ +Jets, MADGRAPH, Pythia TuneZ2star	245.80
$W \rightarrow \ell\nu$	W+Jets, MADGRAPH, Pythia TuneZ2star	36257
$Z \rightarrow \ell\ell$	Drell-Yan+Jets, MADGRAPH, Pythia TuneZ2star	3503.71
$t\bar{t} + V$	$t\bar{t}$ +W+Jets, MADGRAPH, Pythia TuneZ2star	0.232
	$t\bar{t}$ +Z+Jets, MADGRAPH, Pythia TuneZ2star	0.208
Single top	\bar{t} o t , tW-channel, Powheg, Tauola, Pythia TuneZ2star	1.19
	\bar{t} , t-channel, Powheg, Tauola, Pythia TuneZ2star	56.40
	t , t-channel, Powheg, Tauola Pythia, TuneZ2star	30.00
	\bar{t} , s-channel, Powheg, Tauola, Pythia TuneZ2star	3.89
	t , s-channel, Powheg, Tauola, Pythia TuneZ2star	1.76
Diboson (VV)	WZ+Jets, MADGRAPH, Tauola TuneZ2star	1.06
	WW+Jets, MADGRAPH, Tauola TuneZ2star	5.07
	ZZ+Jets, MADGRAPH, Tauola TuneZ2star	0.38

Tabla 4.4: Lista de muestras simuladas para la evaluación de incertidumbres sistemáticas y calibración. Más información acerca de la fuentes de incertidumbre sistemática en la Sección 6.

Incertidumbre sistemática	Muestra
Escala de renormalización	$t\bar{t}$ +Jets, MADGRAPH, Pythia TuneZ2*, Scale up/Scale down
Pareo ME-PS	$t\bar{t}$ +Jets, MADGRAPH, Pythia TuneZ2*, Matching up/Matching down
Eventos subyacentes y Reconexión de color	$t\bar{t}$ +Jets, MADGRAPH, Tauola, Pythia TuneP11
	$t\bar{t}$ +Jets, MADGRAPH, Tauola, Pythia TuneP11mpHi
	$t\bar{t}$ +Jets, MADGRAPH, Tauola, Pythia TuneP11TeV
	$t\bar{t}$ +Jets, MADGRAPH, Tauola, Pythia TuneP11noCR
Generador de eventos	$t\bar{t}$ +Jets, PowHeg CT10, Tauola, Pythia TuneZ2star
Masas	$t\bar{t}$ +Jets, MADGRAPH, Pythia TuneZ2*, $m_t=166.5$ GeV
	$t\bar{t}$ +Jets, MADGRAPH, Pythia TuneZ2*, $m_t=169.5$ GeV
	$t\bar{t}$ +Jets, MADGRAPH, Pythia TuneZ2*, $m_t=171.5$ GeV
	$t\bar{t}$ +Jets, MADGRAPH, Pythia TuneZ2*, $m_t=172.5$ GeV
	$t\bar{t}$ +Jets, MADGRAPH, Pythia TuneZ2*, $m_t=173.5$ GeV
	$t\bar{t}$ +Jets, MADGRAPH, Pythia TuneZ2*, $m_t=175.5$ GeV
$t\bar{t}$ +Jets, MADGRAPH, Pythia TuneZ2*, $m_t=178.5$ GeV	

4.4. Reconstrucción de eventos

En el experimento CMS, los eventos se reconstruyen utilizando el algoritmo “particle-flow” (PF) [50]. Este algoritmo provee una descripción global del evento combinando de manera óptima la información de todos los subdetectores para reconstruir e identificar individualmente todas las partículas candidato (e , μ , hadrones cargados, hadrones neutros, etc) en las colisiones. En la Figura 4.2 se muestra un candidato a evento de señal de esta investigación reconstruido por el detector CMS.

En cada evento se requiere la existencia de al menos un vértice primario reconstruido². Requerimientos adicionales son aplicados para rechazar eventos con características de ruido del detector o interacciones del haz y gas en el conducto del acelerador [50, 51].

En el algoritmo PF, un muón candidato es un objeto identificado relacionando la traza dejada por la partícula en el Tracker y en el Sistema de Muones. El momento del muón es reconstruido de manera muy precisa realizando un ajuste a la curvatura de la traza en la región de campo magnético, utilizando una combinación de información entre el Tracker y el Sistema de Muones [52]. Por otra parte, un electrón candidato es un objeto definido por una traza en el Tracker apuntando hacia un depósito de energía en un grupo de cristales del ECAL. La energía de los electrones es estimada combinando la información del momento de la traza en el vértice primario, la energía depositada en el ECAL, y la suma de la energía reconstruida asociada a los fotones bremsstrahlung relacionados a la traza dejada en el Tracker [53].

La energía de los hadrones cargados se determina combinando la información de las mediciones de momento por el Tracker y la energía depositada en el ECAL y HCAL. Por otra parte, la energía de los hadrones neutros se estima utilizando la información de energía en el ECAL y HCAL. El vector de momento transversal perdido \vec{p}_T^{miss} está definido como la proyección en el plano X-Y de un vector opuesto a la suma de momento de todas las partículas del algoritmo PF en el evento. La magnitud de p_T^{miss} se conoce como MET [50, 54].

Los jets producidos en las colisiones son objetos construidos mediante la agrupación de partículas cargadas y neutras del algoritmo PF, usando el algoritmo anti- k_T con un parámetro de distancia $R = 0.5$ [54, 55]. El momento del jet se determina mediante la suma vectorial del momento de las partículas que lo componen. Los jets originados de la hadronización del quark b se identifican usando el algoritmo de b-

²El vértice primario es el vértice del evento cuyas trazas de partículas asociadas tiene el valor más grande de la suma de momento transversal al cuadrado de cada traza.

tagging CSV [56], el cual requiere la reconstrucción del vértice secundario asociado con la creación de un hadrón b dentro del b-jet (Figura 4.3).

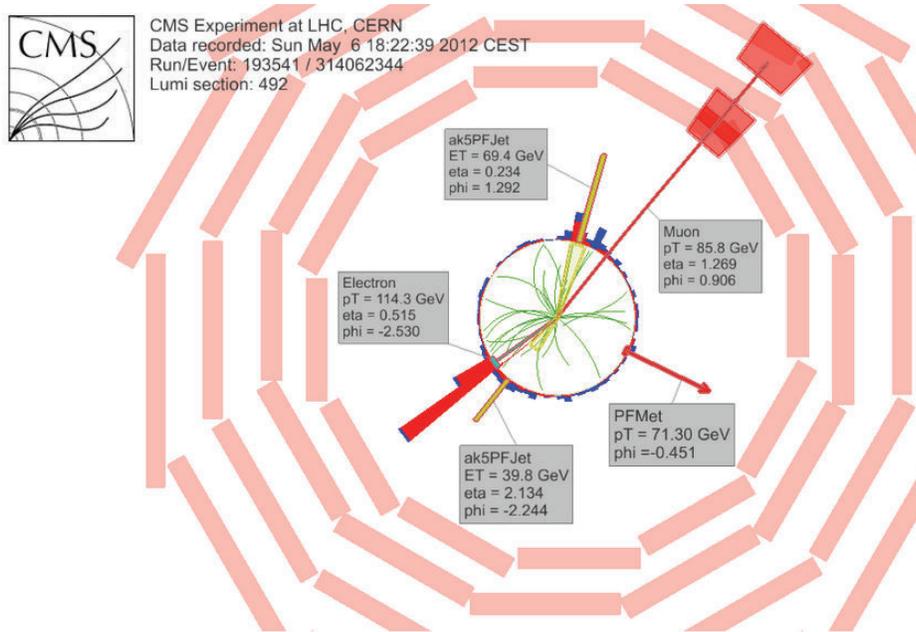


Figura 4.2: Evento candidato de producción $t\bar{t}$ con estado final dileptónico electrón-muón, seleccionado en los datos de colisiones protón-protón a 8 TeV [57].

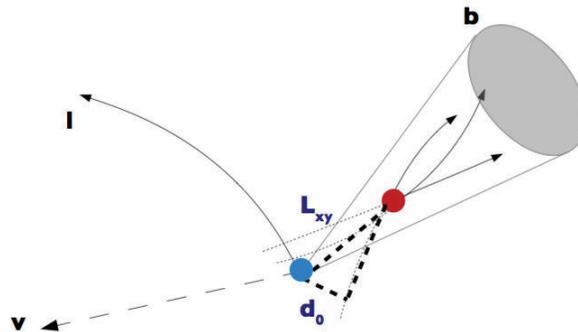


Figura 4.3: Estado final de los productos del decaimiento $t \rightarrow Wb$, donde los círculos marcan el vértice primario (azul) y el vértice secundario (rojo) (L_{xy} es la distancia transversal decaimiento, y d_o es el parámetro de impacto transversal que caracterizan el vértice secundario) [57].

4.5. Selección de eventos

Al conjunto de eventos reconstruidos se le aplican requerimientos cinemáticos adicionales “off-line”, para optimizar el análisis de datos (e. g. reducir fuentes de eventos de fondo). En el caso de los candidatos a electrón y muón reconstruidos se tiene un requerimiento mínimo de momento transversal de 20 GeV y $|\eta| \leq 2.4$. Además, es necesario que se tenga un electrón y un muón de carga opuesta con una masa invariante $M_{e\mu}$ mayor a 12 GeV.

Para distinguir el electrón (muón) del evento principal respecto a los producidos por procesos externos (eventos subyacentes³, jets, etc) al evento principal, se cuantifica el aislamiento relativo (I_{rel}) del electron (muon) respecto a partículas vecinas reconstruidas dentro de un cono de tamaño $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.3$ (0.4), definida como $I_{rel} = \frac{\sum p_T^{vecinas}}{p_T^{lepton}}$. Para los electrones se requiere que I_{rel} sea menor que 0.15, mientras que para los muones se requiere I_{rel} sea menor a 0.12. Adicionalmente, no existe un corte cinemático asociado a MET.

La selección de eventos requiere al menos dos jets con un $p_T > 30$ GeV y $|\eta| \leq 2.5$. Para el b-tagging se utiliza el valor del discriminador más bajo o “loose” del algoritmo CSV [56]. Si se usa un requerimiento más ajustado se aumentaría la pureza de la muestra de b-jets, pero al mismo tiempo se disminuiría el número de eventos seleccionados. Para el discriminante loose, el valor esperado de eficiencia en la identificación de (b,c)-jets y (u,d,s,g)-jets es de 84 % y 13 % respectivamente. Los eventos requieren uno o dos jets que pasen el algoritmo de b-tagging antes descrito. Más detalles sobre la selección de b-jets que componen la distribución de energía se explican en la Sección 5.2.

4.6. Comparación entre datos y simulación

La selección de eventos, aplicada a los datos y la simulación, tiene como resultado el número de eventos que se muestran en la Tabla 4.5. En las Figuras 4.4 a 4.6 se comparan distintas distribuciones cinemáticas de control, con el fin de observar los resultados de la simulación respecto a los datos experimentales. Se observa que la simulación de eventos tiene una buena aproximación con los datos reales ($\sim 95\%$).

³Los eventos subyacentes son procesos QCD de baja energía, producidos por remanentes de las colisiones entre protones y por interacciones entre varios partones.

Tabla 4.5: Rendimientos de eventos observados y predichos con 0, 1, 2 and > 2 b-tagged jets.

Procesos	0 b-tags	1 b-tags	2 b-tags	> 2 b-tags
$t\bar{t}(e\mu)$	2366.0 ± 14.0	$(135.0 \pm 0.3) \times 10^2$	$(187.1 \pm 0.4) \times 10^2$	1923.0 ± 13.0
Single Top	222.2 ± 1.9	952.3 ± 3.5	636.9 ± 2.9	51.3 ± 0.8
Diboson	718.6 ± 6.9	308.7 ± 4.6	53.6 ± 1.9	3.8 ± 0.5
Drell-Yan	1057.0 ± 17.0	458.5 ± 10.9	78.4 ± 3.7	5.6 ± 1.3
W + Jets	84.9 ± 8.0	51.4 ± 6.5	3.4 ± 1.2	0.4 ± 0.4
$t\bar{t}V$ (V=W,Z)	8.4 ± 0.5	43.2 ± 1.1	51.6 ± 1.2	18.1 ± 0.7
QCD	3.1 ± 3.1	0.05 ± 0.05	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
Total MC	4461.0 ± 25.0	$(153.2 \pm 0.4) \times 10^2$	$(195.4 \pm 0.4) \times 10^2$	2002.0 ± 13.1
Data	4378	14336	18518	2039

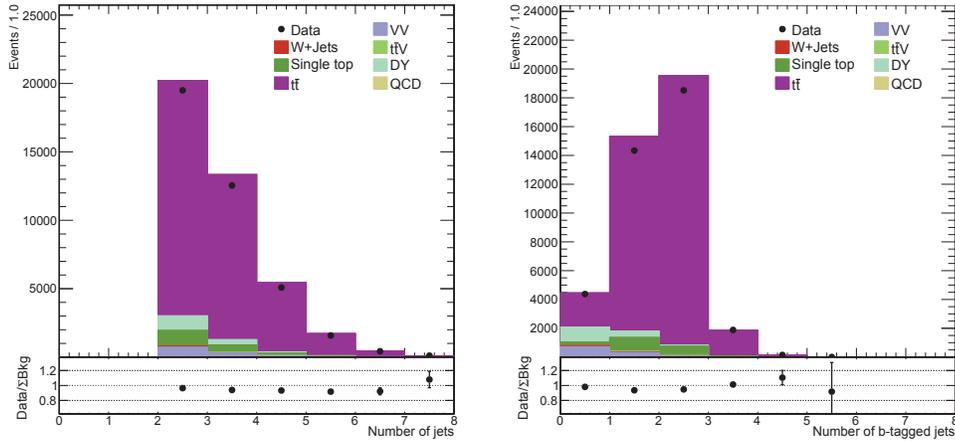


Figura 4.4: Distribuciones para jets en el dataset del 2012 para eventos $e\mu$. a) Número de jets b) Número de b-jets identificados.

⁴Para la creación de pseudoexperimentos en la Sección 5.2, el número de eventos en simulación es ajustado acorde al número observado en datos

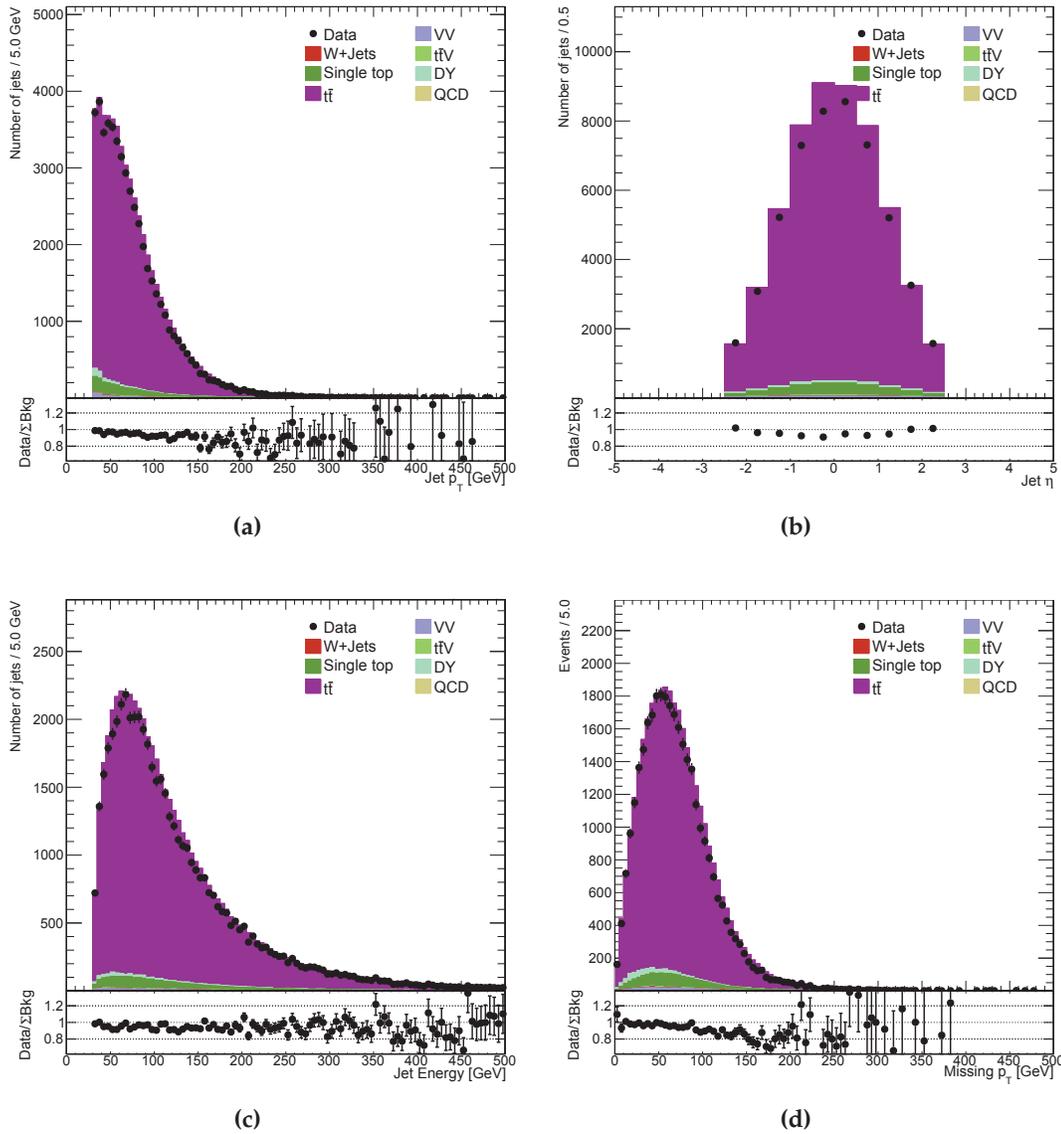


Figura 4.5: Distribuciones de variables cinemáticas en eventos con uno o dos b-jets identificados en el dataset del 2012 para eventos $e\mu$: (a) Momento transversal de b-jets, (b) η de b-jets, (c) Energía de b-jets y (d) Momento transversal ausente.

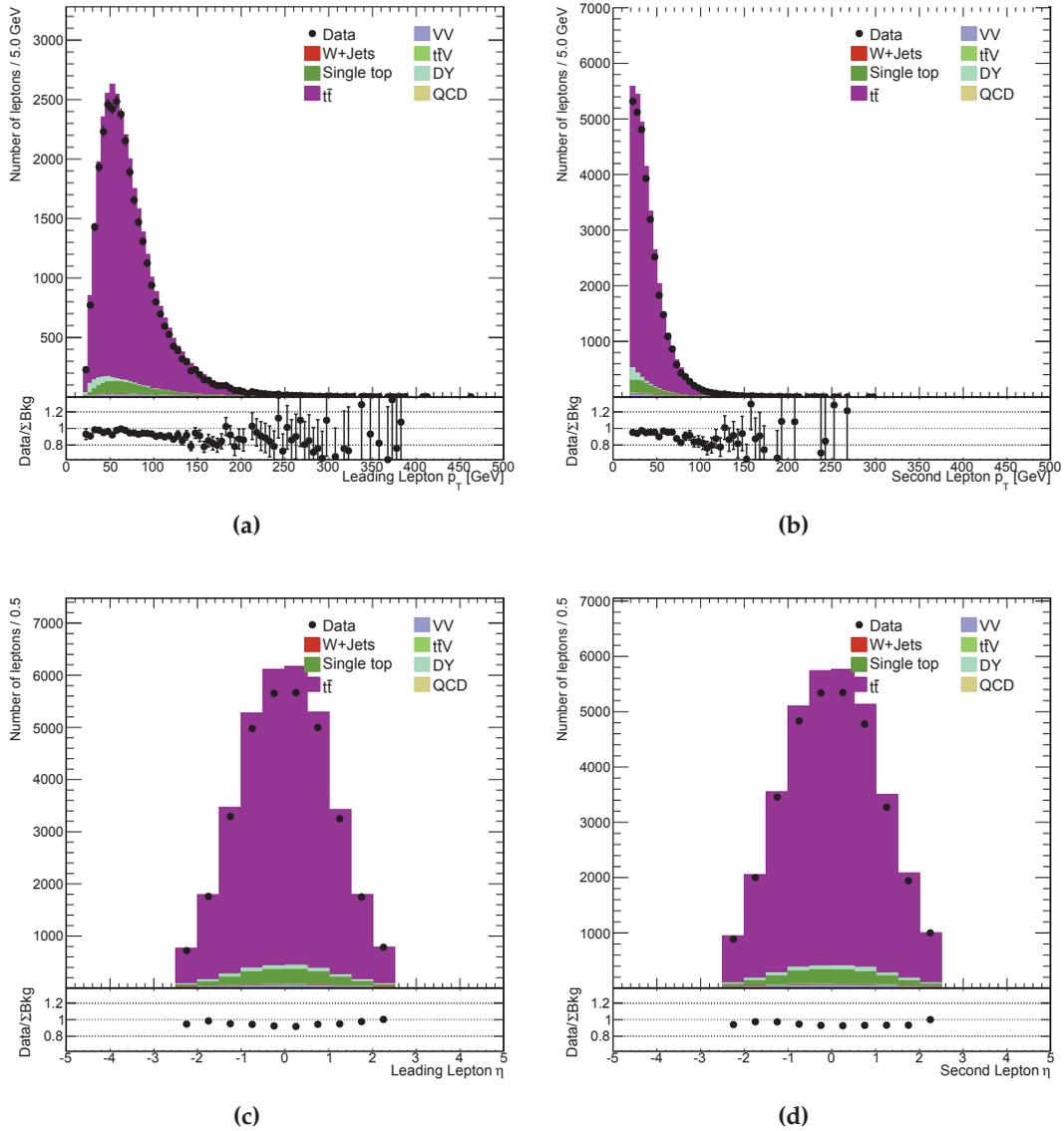


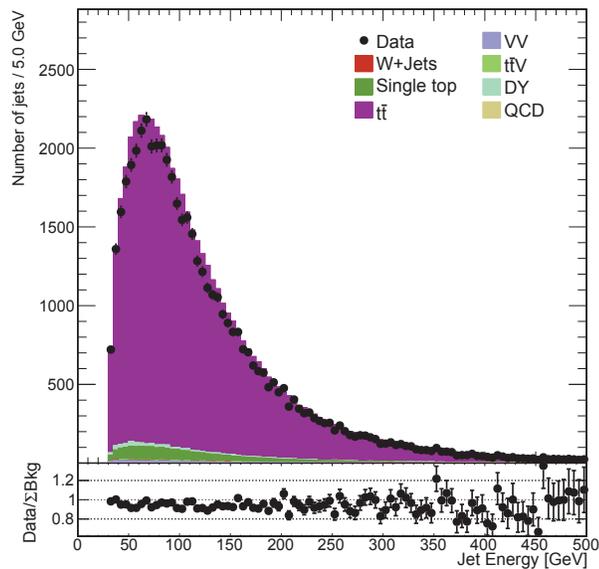
Figura 4.6: Distribuciones de variables cinemáticas en eventos con uno o dos b-jets identificados en el dataset del 2012 para eventos $e\mu$: (a) p_T del leptón líder, (b) p_T del segundo leptón, (c) η del leptón líder, (d) η del segundo leptón.

Capítulo 5

Análisis de Datos

5.1. Método de obtención de la posición del pico del espectro

La posición del pico del espectro de energía de b-jets (E_{peak}) se obtiene por medio de una función de ajuste al espectro en una región alrededor del pico. En la siguiente figura se muestra la distribución de energía de los b-jets identificados en eventos $t\bar{t}$ en datos y simulación:



(a)

Figura 5.1: Distribución de energía de los b-jets identificados en eventos $t\bar{t}$ que requieren uno o dos b-jets.

Debido a que los resultados teóricos en [12] sugieren que la distribución de energía tiene una forma simétrica respecto al pico en una escala logarítmica de energía, graficamos la distribución de la energía vista en la Figura 5.1 en una escala logarítmica de energía, es decir, realizamos un cambio de variables ($E \rightarrow \log(E)$)¹. Este cambio de variables requiere un factor $1/E$ para obtener la forma del espectro correcta (Ecuación 5.1). La distribución resultante se muestra en la siguiente figura:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{1}{E} \frac{dN}{d\log(E)} \quad (5.1)$$

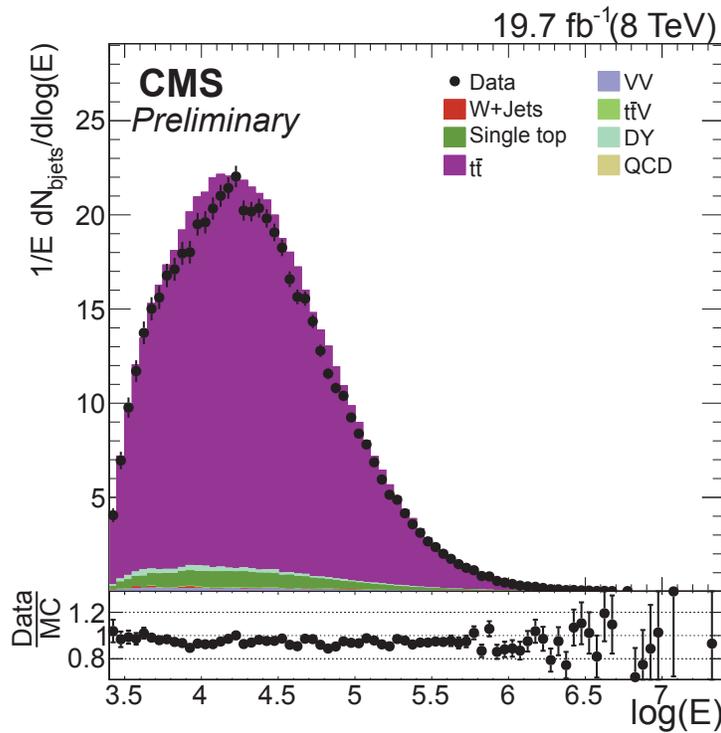


Figura 5.2: Distribución de energía logarítmica de los b-jets identificados en eventos $t\bar{t}$ que requieren uno o dos b-jets.

Se observa que una función gaussiana describe muy bien la forma de la distribución $\log(E)$ en la región alrededor del pico (Figura 5.3). La posición del pico de energía es posteriormente recuperada calculando $E_{\text{peak}} = e^A$, donde A es la media de la función gaussiana ajustada a la distribución $\log(E)$. El ancho del ajuste igual a dos desviaciones estándar de la distribución, se encontró óptimo para la estimación. El método estadístico de ajuste usado es χ^2 . Cabe mencionar que no existe una motivación física en particular para la selección de esta función de ajuste, más que su buen desempeño y simplicidad de uso.

¹La variable E representa la energía de los jets en unidades de GeV

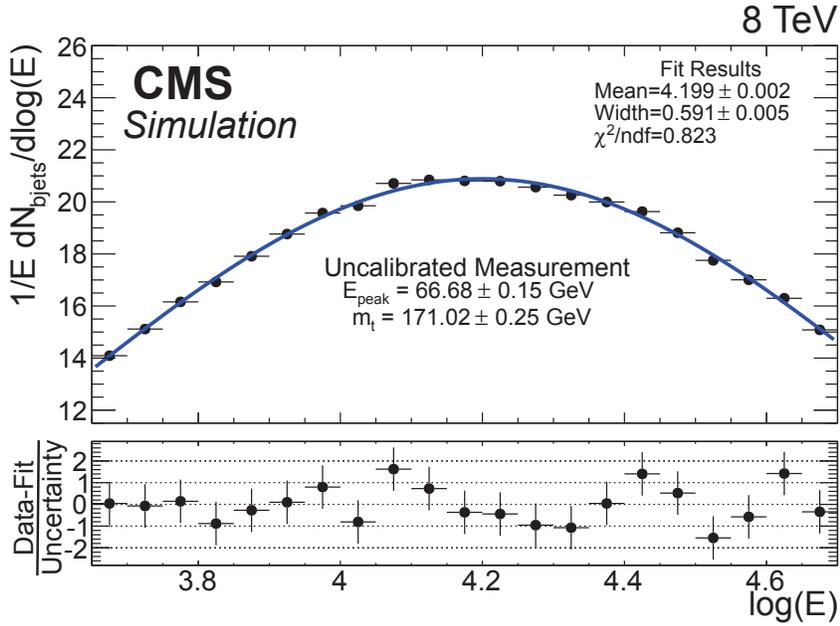


Figura 5.3: Determinación de E_{peak} y m_t usando eventos simulados $t\bar{t}$ (donde $m_t = 172.5 \text{ GeV}$) con uno o dos b-jets identificados (Región púrpura en la Figura 5.2).

Existe una ligera discrepancia entre el valor esperado de E_{peak} calculado usando la ecuación 2.8 y valor determinado utilizando el método desarrollado en este trabajo, la cual se debe a efectos secundarios que desplazan la posición del pico del espectro de energía. Estos efectos serán corregidos mediante una curva de calibración. Un ejemplo de la aplicación del método de obtención de la posición del pico del espectro se muestra en la Figura 5.3, donde la simulación de Monte Carlo corresponde a eventos $t\bar{t}$ con m_t de 172.5 GeV . Sin ser calibrada, la posición del pico de energía es determinado a ser $66.67 \pm 0.15 \text{ GeV}$ (el valor esperado es 67.58 GeV). Además, usando la ecuación 2.8, la medición no calibrada de m_t es $171.02 \pm 0.25 \text{ GeV}$, cuando el valor esperado es de 172.5 GeV .

Los efectos secundarios que desplazan la posición del pico de la distribución $\log(E)$ son principalmente: los cortes de la selección de eventos, la reconstrucción de eventos, y la adición de b-jets incorrectamente identificados (jets que no tienen como origen el decaimiento de un quark top) también conocidos como “impurezas”.

A continuación, con ayuda de la simulación de eventos $t\bar{t}$ se explican estos efectos por medio del estudio del espectro $\log(E)$ visto en el “nivel de generación” (cuando las partículas son creadas por la colisión) y el nivel de reconstrucción (cuando la información de las partículas creadas es reconstruida por el detector CMS).

La línea amarilla de la Figura 5.4 ilustra la posición del pico del espectro $\log(E)$ esperada para la señal con $m_t=172.5$ GeV (un valor de 4.213). En el nivel de generación, si se grafica el espectro $\log(E)$ correspondiente únicamente a la energía de los quarks b correctamente identificados, encontramos que la posición del pico está desplazada a energías mayores del valor esperado (Ver distribución verde). El desplazamiento se debe a la selección de eventos de CMS, principalmente al corte cinemático en el momento transversal de los jets ($p_T > 30$ GeV). Por ejemplo, este efecto es más notorio si cambiamos el corte en p_T de 30 GeV a 35 GeV, graficado en la distribución azul.

Cuando el detector CMS reconstruye la energía de los b-jets identificados sólo provenientes de los quarks b, es decir, se reconstruye la información de la distribución verde en la Figura 5.4, se encuentra que el efecto de la selección de eventos es contrareestado, pues el pico de la distribución $\log(E)$ reconstruída (distribución roja) se desplaza negativamente. Esto es causado por la energía ausente en el detector asociada a neutrinos producidos en el decaimiento semi-leptónico de los hadrones b dentro del b-jet [58].

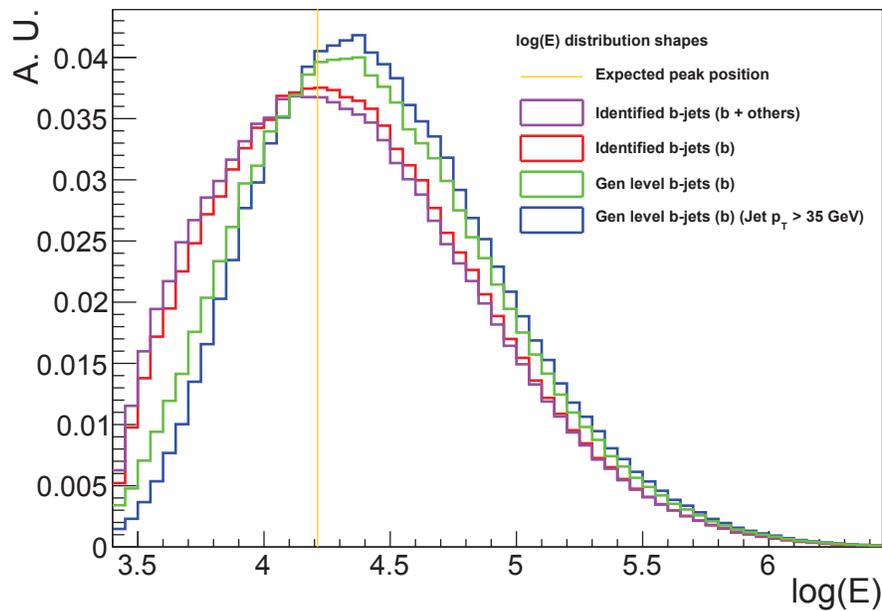


Figura 5.4: Distribución de energía logarítmica en eventos simulados $t\bar{t}$ que requieren uno o dos b-jets para: (verde) quarks b asociados a b-jets correctamente identificados, (azul) quarks b asociados a b-jets correctamente identificados pero en eventos con jet $p_T > 35$ GeV, (rojo) sólo b-jets correctamente identificados y reconstruídos, y (púrpura) todos los b-jets identificados y reconstruídos.

Para completar la distribución $\log(E)$ esperada en el nivel de reconstrucción (la distribución utilizada en la Figura 5.3), se añade a la distribución roja de la Figura 5.4 la contribución al espectro asociada a las impurezas. Como resultado, el pico del espectro $\log(E)$ tiene un desplazamiento negativo adicional, como se observa en la distribución púrpura. Este desplazamiento se debe a que la energía de los jets añadidos incorrectamente al espectro tiende a localizarse en la región baja de la distribución.

5.2. Distribuciones $\log(E)$ para la determinación de m_t

Para definir una distribución de energía logarítmica óptima para la calibración y medición, se ignora la contribución de eventos con más de dos b-jets identificados (7.6%), para reducir ligeramente la impureza de la señal $t\bar{t}$. En consecuencia, para la selección final de b-jets que conformará la distribución $\log(E)$ requerimos eventos con uno o dos b-jets. Como resultado, la pureza de b-jets en eventos $t\bar{t}$ es del 93% y en total existen 51372 jets para la medición en datos reales (Tabla 4.5). Cabe mencionar que en la simulación de eventos $t\bar{t}$ se encontró que en eventos con 3 b-jets identificados, la pureza total de la muestra de b-jets asociada es de 63%, mientras que eventos con 1 b-jet y 2 b-jets identificados, la pureza es de aproximadamente 92% y 94%, respectivamente.

Diferentes valores de m_t se simulan en Monte Carlo para encontrar una curva de calibración, con el fin de corregir en datos reales los efectos secundarios en la posición del pico de la distribución $\log(E)$ explicados anteriormente en la Sección 5.1. Las plantillas simuladas de la distribución $\log(E)$ cuentan con dos características: (1) incluir los eventos correspondientes a procesos de fondo como un efecto secundario y (2) el número de eventos total en la distribución simulada es igual al número de eventos observado en datos reales.

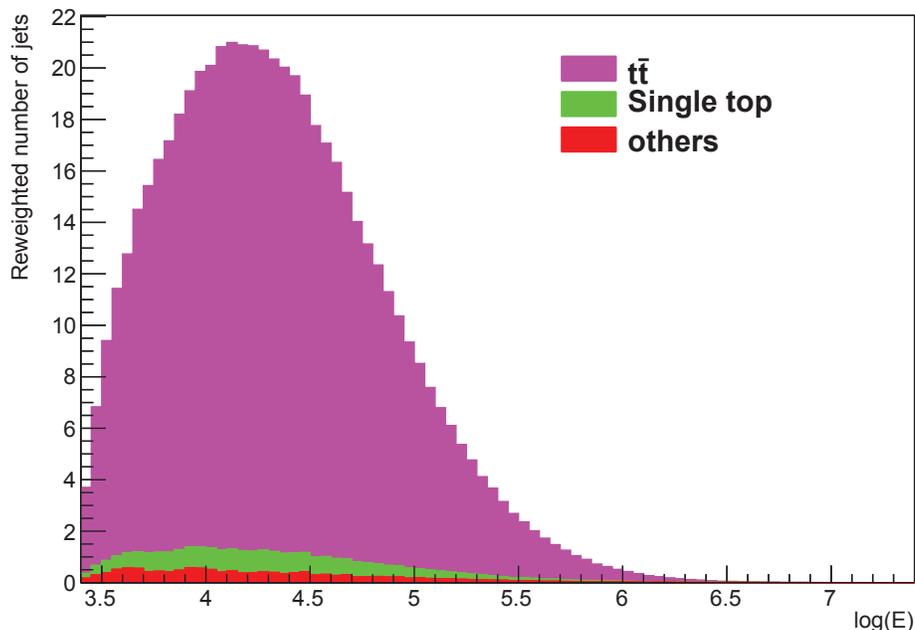


Figura 5.5: Plantilla de la distribución $\log(E)$ para una hipótesis de m_t de 172.5 GeV.

Las plantillas se construyen siguiendo el siguiente procedimiento. Primero, la componente de procesos de fondo se divide en dos partes: (1) Single top (canales: tW , t y s) y (2) Otros (Drell-Yan, W +jets, Diboson y $t\bar{t}V$). Debido a la dependencia con la masa del quark top, las plantillas de la componente de los eventos de tipo Single-top se crean a partir de plantillas interpoladas utilizando la técnica "histogram morphing"[59], y muestras simuladas con hipótesis de masa de 166.5 GeV, 172.5 GeV and 178.5 GeV. La componente Otros se asume independiente de m_t y su normalización se mantiene fija. Como paso final, la componente de la señal $t\bar{t}$ es entonces ajustada hasta que el número de eventos en la plantilla corresponda a la observada en los datos. En la Figuras 5.5 y 5.6 se muestran las plantillas construidas para la calibración.

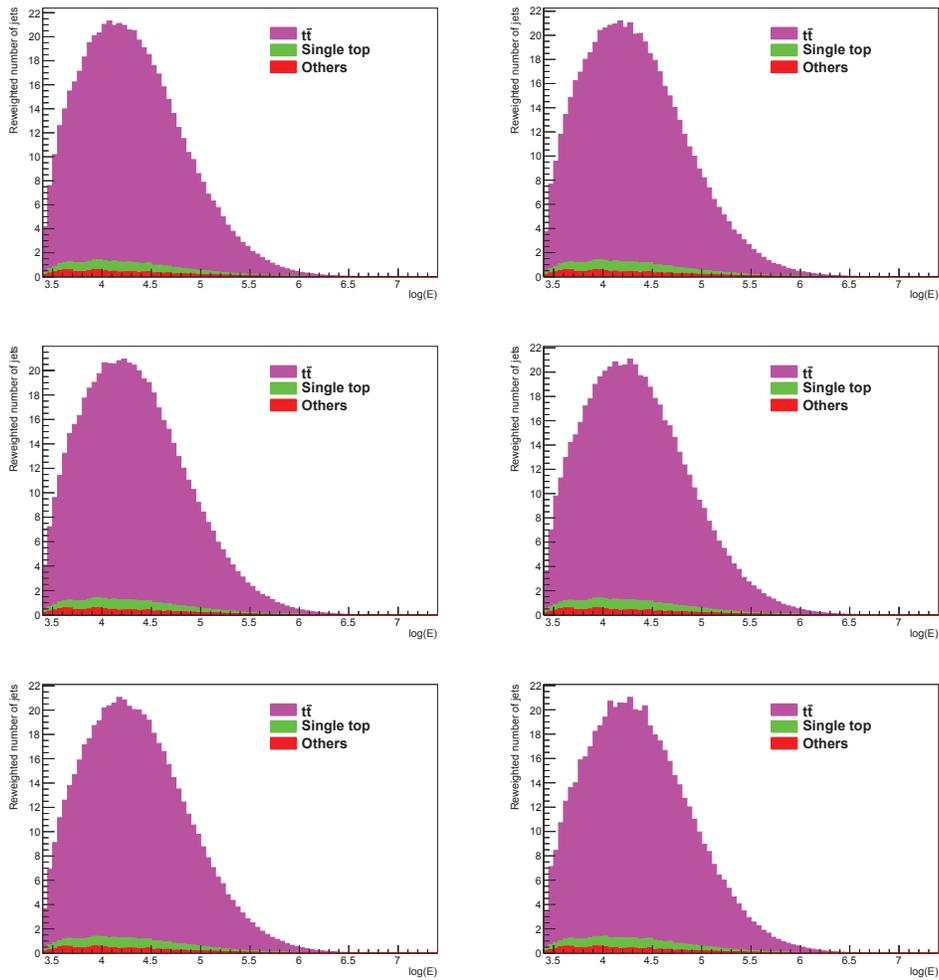


Figura 5.6: Plantillas de la distribución $\log(E)$ para una distintas hipótesis de m_t . (a) 166.5 GeV, (b) 169.5 GeV, (c) 171.5 GeV, (d) 173.5 GeV, (e) 175.5 GeV y (f) 178.5 GeV

5.3. Curva de calibración

La determinación de E_{peak} , y consecuentemente m_t , en los datos reales de CMS será calibrada por medio de simulación. La curva de calibración para la determinación de E_{peak} , y consecuentemente m_t , se obtiene mediante la generación computacional de pseudoexperimentos (PEs) o “experimentos de juguete”.

Los PEs son pruebas del método desarrollado en la Sección 5.1 en distribuciones $\log(E)$ construidas mediante una variación de Poisson del número de los eventos en cada contenedor o “bin” de un histograma base, acorde con el número de eventos de señal encontrados a 19.7 fb^{-1} . Los histogramas base son las plantillas construidas con siete valores de m_t en la Subsección 5.2. En total, se realiza un conjunto de 15000 pseudoexperimentos para cada hipótesis de m_t .

En la calibración, el valor observado de E_{peak} es calibrado respecto al valor esperado teórico utilizando la ecuación 2.7. Los puntos de la curva de calibración de E_{peak} corresponden al valor promedio observado de E_{peak} en pseudoexperimentos, el cual es obtenido por un ajuste gaussiano a la distribución de E_{peak} en PEs (Figura 5.7.a). El mismo procedimiento es aplicado a cada uno de los puntos de masa simulados. En la Figura 5.7.b se muestran los parámetros de la curva de calibración (rojo).

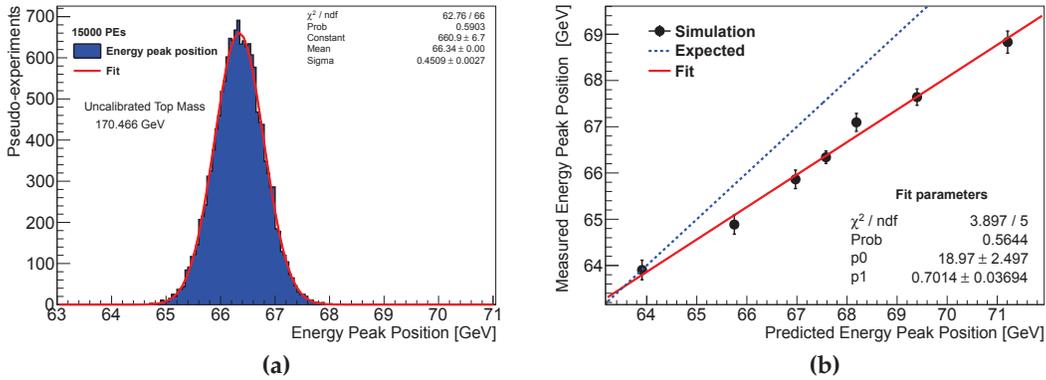


Figura 5.7: Resultado de pseudoexperimentos antes de la calibración. (a) Medición de la posición del pico (no calibrada) en pseudoexperimentos para m_t , (b) Curva de calibración.

En la Figuras 5.7.a y 5.8.a se observan los resultados de la estimación de E_{peak} en pseudoexperimentos antes y después de la calibración. Los valores de m_t y su incertidumbre estadística se estiman por medio de la ecuacion 2.8 con una adecuada propagación de errores, y utilizando los resultados de la determinación de E_{peak}

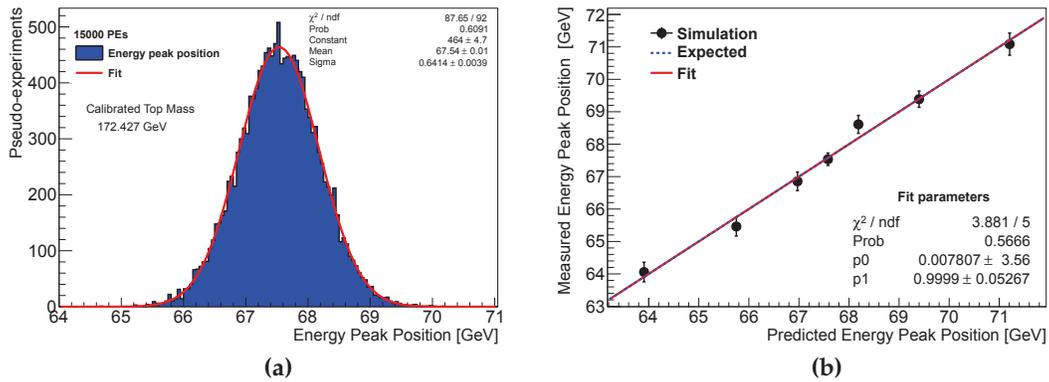


Figura 5.8: Resultado pseudoexperimentos después de la calibración. (a) Curva de calibración, (b) Medición de la posición del pico (calibrada) en pseudoexperimentos para m_t .

y su incertidumbre estadística asociada. Como se muestra en la Figura 5.8.a, la distribución de la posición del pico medida en pseudoexperimentos para el punto de masa de 172.5 GeV se encuentra que es aproximadamente gaussiana, con un ancho correspondiente a la incertidumbre extraída del ajuste (Figura 5.9.b). Los resultados para los otros puntos de masa de ilustran en el Apéndice A.

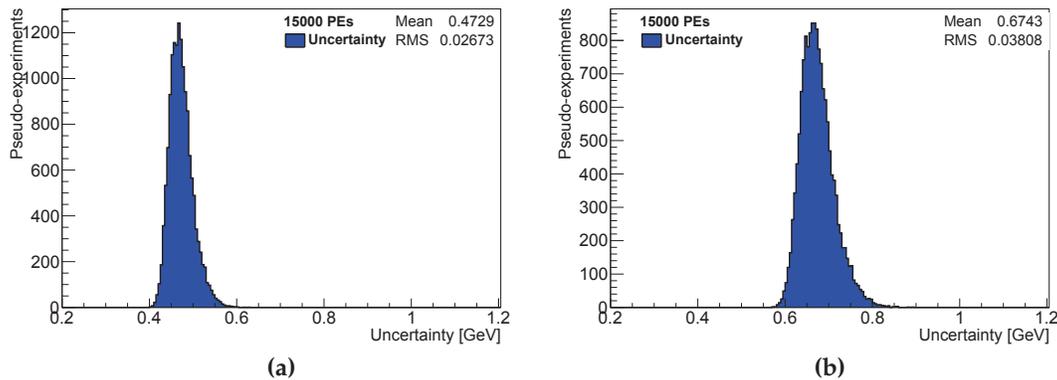


Figura 5.9: Incertidumbre estadística de E_{peak} en pseudoexperimentos. (a) No calibrada (b) Calibrada.

5.4. Desenvolvimiento estadístico de la calibración

Para el estudio estadístico de la calibración y determinación de E_{peak} es necesario determinar la distribución estandarizada residual también conocida como “Pull”. Esta distribución se obtiene calculando, para cada pseudoexperimento, el valor de pull definido como [60]:

$$\text{Pull} = \frac{E_{\text{peak}}^{\text{predicted}} - E_{\text{peak}}^{\text{measured}}}{\sigma_{E_{\text{peak}}}^{\text{measured}}} \quad (5.2)$$

donde:

- $E_{\text{peak}}^{\text{predicted}}$ es el valor predicho de E_{peak} utilizando la ecuación 2.8
- $E_{\text{peak}}^{\text{measured}}$ es la determinación calibrada de E_{peak}
- $\sigma_{E_{\text{peak}}}^{\text{measured}}$ es la incertidumbre estadística de la determinación calibrada E_{peak}

En un método de medición ideal, la distribución de Pull es una función gaussiana con el valor de su media ($\text{Pull}_{\text{mean}}$) centrado en 0 y su ancho ($\text{Pull}_{\text{width}}$) de 1. El valor de $\text{Pull}_{\text{mean}}$ estima cuán desviado el valor calibrado de E_{peak} se encuentra del valor predicho. El valor de $\text{Pull}_{\text{width}}$ compara el error estadístico de la medición respecto al valor estimado $\sigma_{E_{\text{peak}}}^{\text{measured}}$. Para el caso con $\text{Pull}_{\text{width}} > 1$, la incertidumbre en la medición está desestimada. Por el contrario, si $\text{Pull}_{\text{width}} < 1$, la incertidumbre está sobreestimada [60]. En caso de corregir la desestimación (o sobreestimación) del error estadístico de una medición, se divide (o multiplica) el valor del $\text{Pull}_{\text{width}}$ al valor $\sigma_{E_{\text{peak}}}^{\text{measured}}$, respectivamente.

La media y el ancho de la distribución de Pull se obtiene mediante un ajuste gaussiano a la distribución medida en pseudoexperimentos. Este procedimiento se puede observar en la Figura 5.10, donde $m_t=172.5$ GeV. Como se puede observar, la función de ajuste en la distribución de pull es aproximadamente gaussiana ($\chi^2/\text{ndf}=0.83$, donde ndf es el número de grados de libertad). Además, la gaussiana encuentra centrada en 0.07 y con un ancho de 0.95. Los resultados obtenidos para los otros puntos de masa se muestran en el Apéndice A.

Las distribuciones del ancho y media del pull para los distintos puntos de masa simulados muestran que la incertidumbre estadística de la medición por este método está sobreestimada hasta en un 5% (Figura 5.11.a). Sin embargo, debido a que este efecto tiene un impacto pequeño en el resultado final, pues la técnica desarrollada está dominada por incertidumbre sistemática (Sección 6), no se aplica ninguna corrección (Figura 5.11.b).

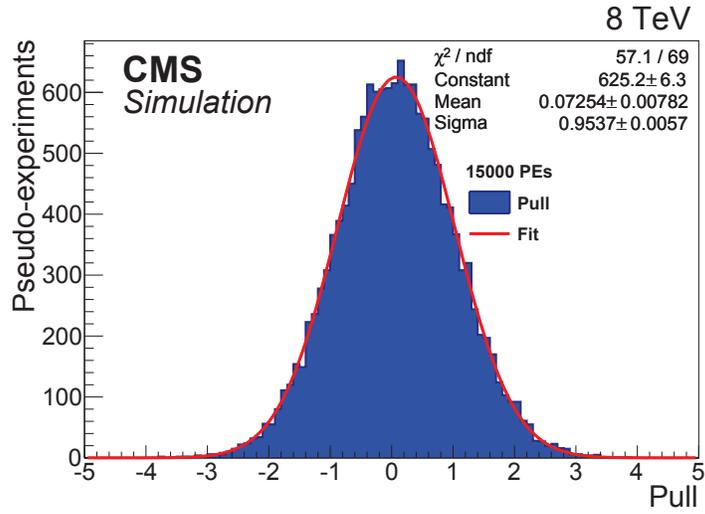


Figura 5.10: Distribución de Pull para $m_t=172.5$ GeV.

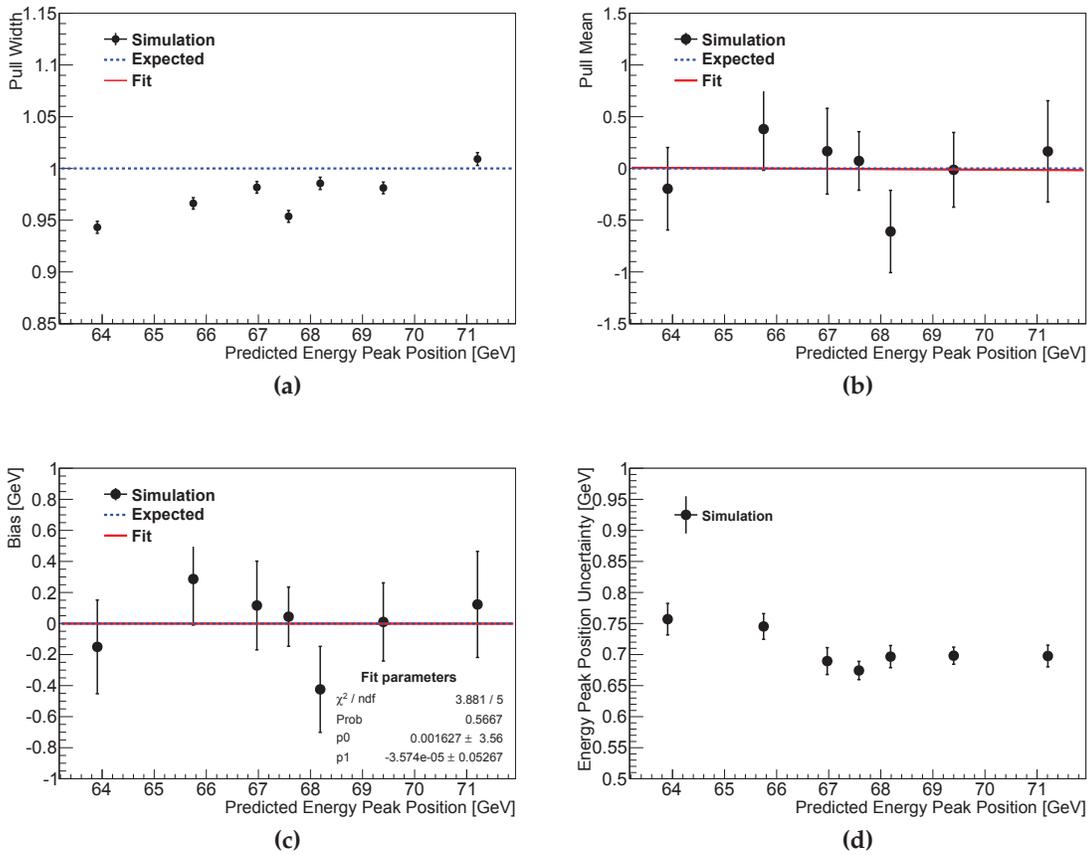


Figura 5.11: Resultados de los pseudoexperimentos en los puntos de masa del quark top: (a) Ancho del Pull, (b) Media del Pull, (c) Media del bias en la posición del pico y (d) Incertidumbre estadística en la posición del pico.

Adicionalmente, en los pseudoexperimentos se calcula una variable llamada “bias”, la cual se define como $\text{bias} = E_{\text{peak}}^{\text{measured}} - E_{\text{peak}}^{\text{predicted}}$. En el caso ideal, después de la calibración, el valor del bias debe ser cero. Como se muestra en la Figura 5.11.c, por medio de un ajuste lineal (rojo) a los puntos simulados se determina que en promedio el valor de bias de la técnica es cero.

Capítulo 6

Incertidumbres Sistemáticas

El procedimiento general de la estimación de errores sistemáticos en el valor medido de E_{peak} y m_t , consiste en calcular la diferencia (δX) entre el valor estimado nominal (X , con $m_t = 172.5$ GeV) y el valor estimado con plantillas creadas con una variación superior e inferior de un parámetro asociado a la fuente de error sistemático (X^{up} y X^{dn}). En consecuencia, tenemos un error sistemático superior $\delta X^{up} = X^{up} - X$ y un inferior $\delta X^{dn} = X^{dn} - X$.

La incertidumbre total de la estimación de E_{peak} y m_t es la suma en cuadratura de todas componentes de error sistemático. Cada componente de error sistemático se calcula como una incertidumbre simetrizada:

$$\delta E_{\text{peak}} = \frac{|\delta E_{\text{peak}}^{up}| + |\delta E_{\text{peak}}^{dn}|}{2} \quad (6.1)$$

$$\delta m_t = \frac{|\delta m_t^{up}| + |\delta m_t^{dn}|}{2} \quad (6.2)$$

En este trabajo, los errores sistemáticos calculados son los recomendados por el Grupo de Análisis de Física del Quark Top del Experimento CMS (TOP-PAG). El valor de las diferentes fuentes de incertidumbre sistemática de la obtención de E_{peak} y m_t se muestran en la Tabla 6.1. Las incertidumbres sistemáticas relacionadas con decaimientos semileptónicos de hadrones b están cubiertas por la calibración [58]. Adicionalmente, las componentes individuales de la corrección de la escala de energía de los jets (JES) y una descripción más detallada de la Tabla 6.1 se encuentran en el Apéndice B.

6.1. Descripción de las fuentes de incertidumbre

En total existen 15 fuentes principales de errores sistemáticos en esta investigación. A continuación se describen cada uno de ellos y el procedimiento general para su estimación:

Incertidumbres experimentales:

- Escala de energía de los jets: Para esta estimación se varían entre sus incertidumbres los factores de corrección aplicados a la energía de los jets, de acuerdo a su dependencia en p_T y η [61]. La componente asociada a la energía de los jets asociados a quarks b (bJES) es determinada por separado usando el método de balance b+Z descrito en [58].
- Resolución de energía de los jets: La resolución de la energía de los jets en la simulación se corrige para que se ajuste a la observada en datos reales. La incertidumbre asociada se calcula mediante una variación de esta corrección dentro de una desviación estándar de su incertidumbre [61].
- Pile-up: Esta incertidumbre se evalúa mediante una generación de dos distribuciones alternativas después de cambiar el número promedio de interacciones de pile-up en la simulación en un $\pm 5\%$.
- Eficiencia en la selección de leptones: Se espera que las incertidumbres en la selección de leptones (trigger, aislamiento y identificación) tengan un pequeño efecto en la medición. Ellas se estiman por una variación del factor de corrección asociado dentro de su incertidumbre.
- Eficiencia de b-tagging: En este cálculo se varía entre sus incertidumbres: (1) la eficiencia de b-tagging y (2) la eficiencia de mis-tagging [62]. Posteriormente ambas componentes se añaden en cuadratura.
- Curva de calibración: Esta componente se calcula debido a la incertidumbre sistemática asociada a la incertidumbre de los parámetros de la curva de calibración.
- Procesos de fondo: Para este cálculo, las componentes de los procesos de fondo son variadas mediante un cambio porcentual de sus secciones eficaces. Estos porcentajes se dividen en tres grupos: 25 % para Single top, 100 % para W+jets, y 50 % para el resto de procesos (DY, VV, $t\bar{t}V$). La incertidumbre que se muestra en la Tabla 6.1 es la suma en cuadratura de las tres componentes.

Incertidumbres de modelación de procesos de dispersión fuerte:

- Funciones de Distribución Partónica (PDFs): Esta incertidumbre se calcula utilizando la técnica de envoltura, es decir, tomando la diferencia más grande encontrada entre las variaciones de todos los parámetros del PDF CT10 [63].
- Escala de Renormalización y Factorización (Q^2): La simulación de la señal cuenta con valor de entrada de escala Q definida como $Q^2 = m_t^2 + \sum(p_t^{parton})^2$. Para la estimación del error sistemático se generan dos muestras alternativas con Q variada en un factor de 2, es decir, con una variación $Q^{up} = 2Q$ y $Q^{dn} = Q/2$. La incertidumbre se cuantifica por comparación con la plantilla nominal.
- Escala de pareo Elemento Matricial - Lluvia de Partones (ME-PS): En la simulación de eventos se define un umbral de energía en el cual procesos de radiación adicional se producen por el programa PYTHIA, en vez de los cálculos matriciales en MADGRAPH. En consecuencia, muestras separadas se generan con el umbral de pareo (20 GeV) variada en un factor de 2. La incertidumbre se cuantifica por comparación con la plantilla nominal.
- Generador de Elementos Matriciales: Esta incertidumbre reporta la diferencia entre los resultados obtenidos entre el generador de eventos nominal (MADGRAPH) y un generador alternativo (POWHEG) [43].
- Modelación del p_T del Quark Top: Mediciones recientes en CMS sugieren una mal modelación del momento transversal en la simulación de eventos top-antitop [64]. Para la estimación de este error, se toma la diferencia entre la distribución corregida y no corregida (nominal) como fuente de incertidumbre sistemática.

Incertidumbres de modelación de QCD no-perturbativo:

- Eventos Subyacentes: En este cálculo se comparan la modelación de los parámetros de ajuste de PYTHIA con variaciones de la actividad eventos subyacentes nominal de Perugia 2011 (P11). Perugia 2011 (P11) es comparado con P11 mpiHi y con P11 Tevatron tunes [65].
- Reconexión de Color: Esta incertidumbre compara las plantillas de Perugia 2011 (P11) con y sin los efectos de la reconexión de color en simulación¹ [65].

¹La reconexión de color se denomina a la conexión de los productos de la fragmentación del quark b con el resto del evento.

Fuente de Incertidumbre	δE_{peak} (GeV)	δm_t (GeV)
Experimentales		
Escala de energía de los jets	0.74	1.23
Escala de energía de los bjets	0.13	0.22
Resolución de energía de los jets	0.18	0.30
Pile-up	0.02	0.03
Eficiencia de b-tagging	0.12	0.20
Eficiencia de selección de leptones	0.02	0.03
Calibración	0.14	0.24
Procesos de fondo	0.21	0.34
Modelación de procesos de dispersión fuerte		
Generador de elementos matriciales	0.91	1.50
Escala de renormalización and factorización	0.13	0.22
Pareo ME-PS	0.24	0.39
Modelación del p_T del quark top	0.91	1.50
PDFs	0.13	0.22
Modelación de QCD no-perturbativo		
Eventos subyacentes	0.22	0.35
Reconexión de color	0.38	0.62
Total	1.62	2.66

Tabla 6.1: Fuentes de incertidumbre sistemática y sus contribuciones a la incertidumbre total. Los valores enlistados fueron calculados usando el valor promedio calculado usando pseudoexperimentos.

6.2. Incertidumbres sistemáticas dominantes

Como se observa en la Tabla 6.1, existen tres errores sistemáticos dominantes: escala de energía de jets, modelación del generador matricial y del p_T del quark top. Las distribuciones $\log(E)$ de las fuentes dominantes de incertidumbre sistemática son ilustradas en la Figura 6.1. Cabe mencionar que de acuerdo con la Figura 6.1, la forma de la distribución $\log(E)$ observada en datos reales se encuentra dentro de los límites de la incertidumbre sistemática.

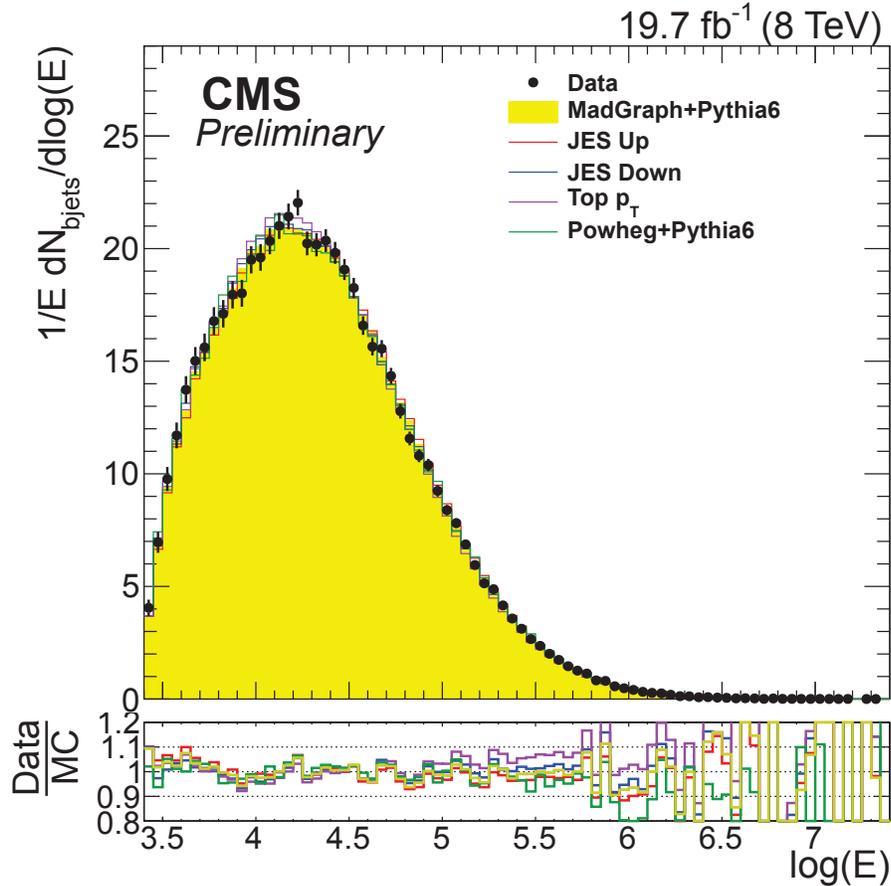


Figura 6.1: Comparación de forma de la distribución $\log(E)$ observada en los datos reales y las plantillas simuladas (la nominal con $m_t = 172.5$ y las variaciones sistemáticas dominantes). Las plantillas están normalizadas al número de eventos observado en datos y las contribuciones de procesos de fondo están incluidas.

La alta sensibilidad respecto a la escala de energía de los jets es esperada debido a su relación directa con la energía como metodología de la determinación de m_t . Por otra parte, la discrepancia encontrada entre la simulación entre MADGRAPH y POWHEG tiene origen en la diferencias en la virtualidades permitidas para el quark top y el bosón W en cada generador matricial.

El caso del modelación del p_T del quark top se explica de la siguiente manera. Cuando corregimos la distribución de p_T por medio de un factor en cada evento (Figure 6.2.a), en consecuencia el pico de energía debería ser más agudo (porque a p_T menor, los quarks b tienen menos boost en promedio, así la distribución de energía de los jets tiende a ser la función delta en el sistema de centro de masas). De hecho esto ocurre como se ve en la Figura 6.2.b. La discrepancia en la posición del pico se atribuye al siguiente efecto: aunque claramente el pico se vuelve más agudo en la región de alta energía, a bajas energías el corte cinemático en el p_T de los jets provoca que el pico no sea significativamente agudo. En consecuencia, existe un desplazamiento del pico a energías menores (Figura 6.2.c).

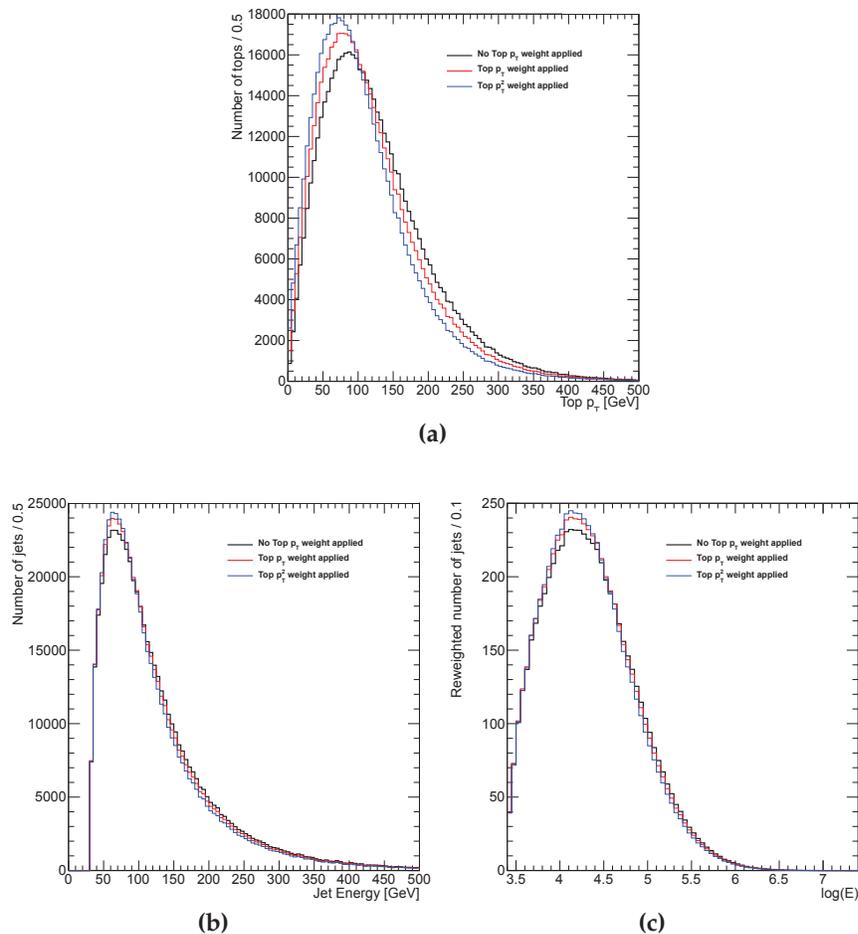


Figura 6.2: Estudio de la incertidumbre sistemática asociada al momento transversal del quark top usando simulación de eventos $t\bar{t}$. (a) Distribución de p_T del quark tops asociados a b-jets identificados, (b) Distribución de energía de b-jets identificados y (c) Distribución $\log(E)$ de b-jets identificados. Los casos estudiados son: corrección no es aplicada (negro), corrección es aplicada (rojo) y corrección aplicada dos veces (azul).

Capítulo 7

Resultado en Datos Experimentales

La masa del quark top se determina mediante la obtención de la posición del pico del espectro de energía de los b-jets identificados en los datos experimentales del detector CMS (Figura 7.1). El valor sin calibración de la posición del pico se obtiene en $E_{\text{peak}} = 66.28 \pm 0.50 \text{ GeV}$. Posteriormente, si se utiliza la curva de calibración estimada en la Sección 5.3, se encuentra que la correspondiente estimación calibrada es $E_{\text{peak}} = 67.45 \pm 0.71 \text{ GeV}$.

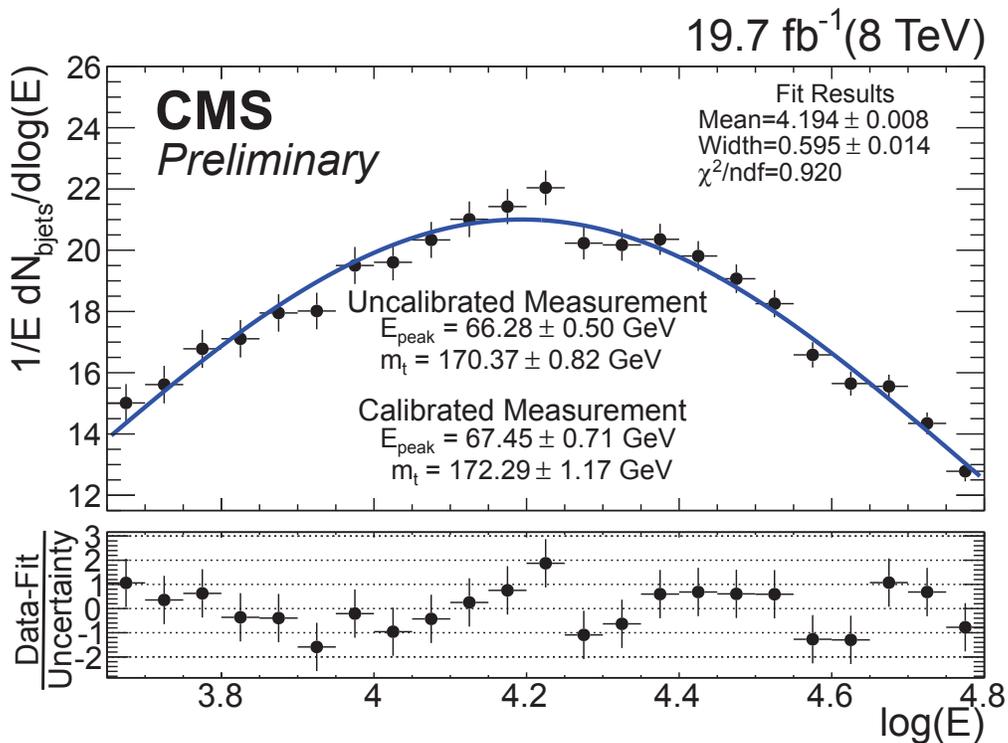


Figura 7.1: Determinación de la masa del quark top con datos del detector CMS.

Si utilizamos la ecuación 2.7, encontramos que el valor de la masa del quark top determinada por este método desarrollado es $m_t = 172.29 \pm 1.17$ GeV. El valor medido de incertidumbre estadística está en concordancia con el valor estimado por pseudoexperimentos como se observa en la Fig 7.2, donde la flecha negra indica el valor medido en datos. Si se añade al resultado de m_t el valor estimado de incertidumbre sistemática en la Sección 6, la determinación calibrada de masa del quark top tiene un valor de $m_t = 172.29 \pm 1.17$ (est.) ± 2.66 (sist.) GeV.

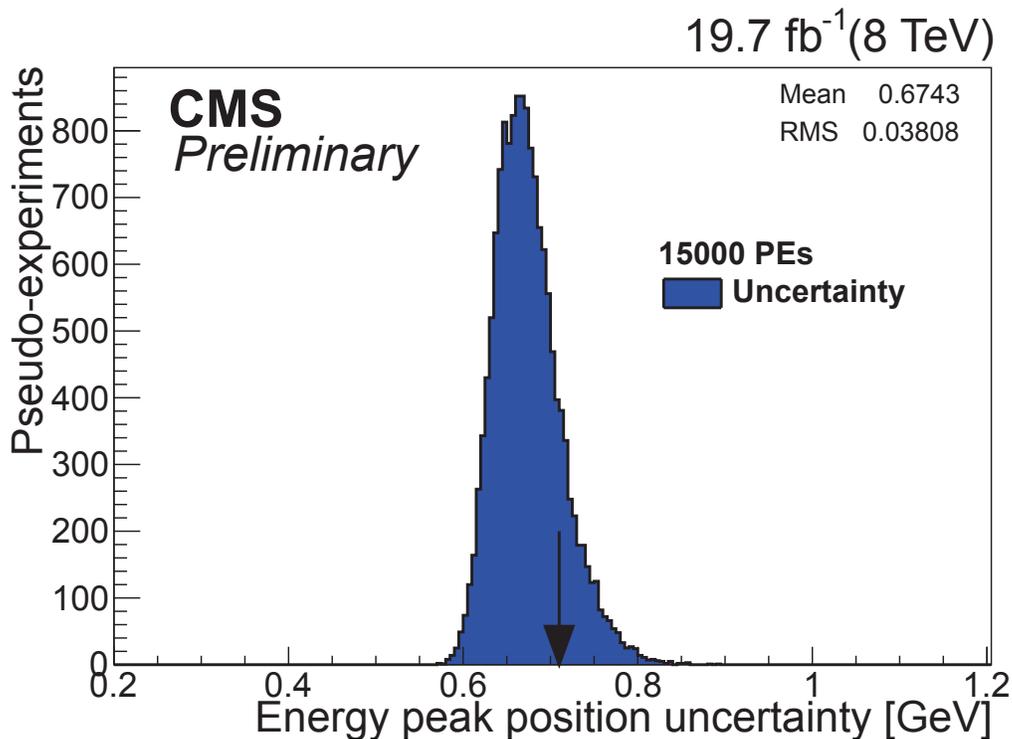


Figura 7.2: Incertidumbre en la posición del pico de energía calibrado y medido en pseudoexperimentos con $m_t = 172.5$ GeV.

La Figura 7.3 muestra que el valor determinado de la masa del quark top en este investigación (azul) es consistente con las siguientes mediciones: (1) el valor promedio mundial de 2014 de las mediciones entre el Tevatron y el LHC [11], (2) la combinación del 2014 en el Tevatron [66], y (3) la combinación de mediciones en el experimento CMS del LHC [10].

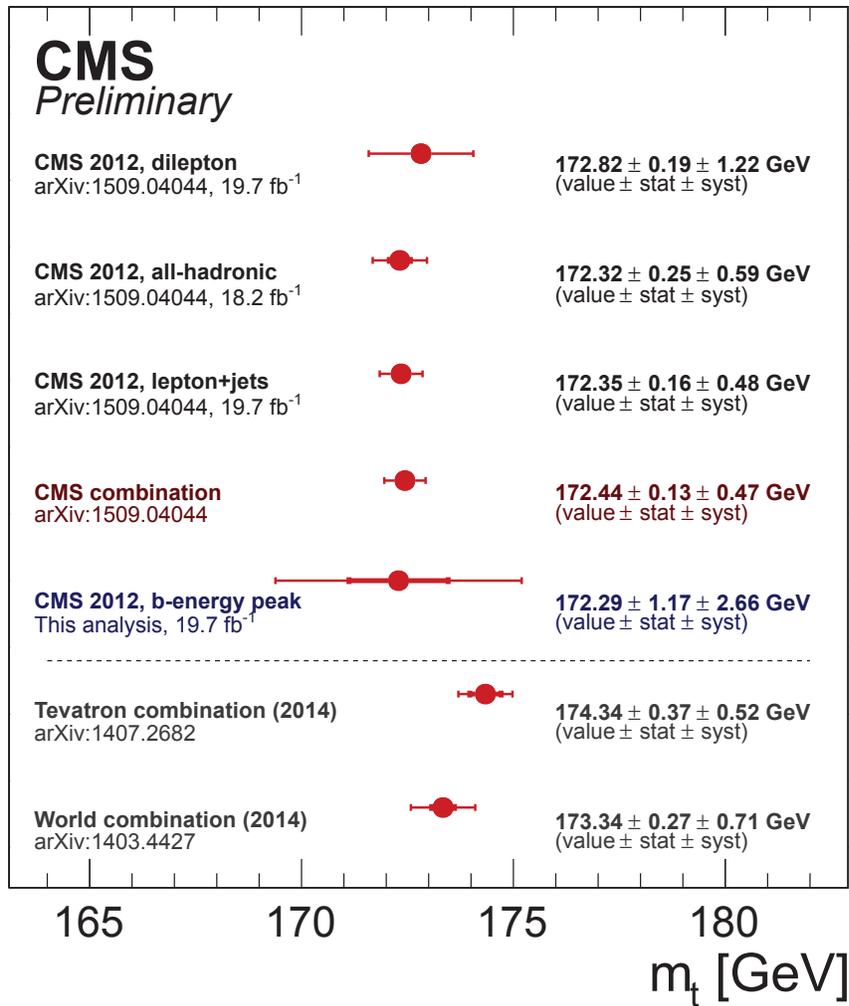


Figura 7.3: Comparación entre la determinación de m_t presentada en esta investigación (azul) y por otros métodos en el LHC y el Tevatron.

Capítulo 8

Conclusiones

En esta trabajo ha sido presentada la primera determinación de la masa del quark top (m_t) utilizando la medición posición del pico de la distribución de energía de los b-jets identificados con el decaimiento de quark tops. El análisis del espectro de energía se realiza seleccionando eventos con señal de producción top-antitop con un estado final en el canal dileptónico electrón-muón, en los datos recolectados por el detector CMS de colisiones protón-protón con una energía del centro de masas de 8 TeV, correspondientes a una luminosidad integrada de 19.7 fb^{-1} . Los principales resultados de esta investigación fueron publicados por la Colaboración CMS en el artículo [67].

En la técnica desarrollada, la posición del pico del espectro de energía (E_{peak}) se obtiene mediante un ajuste gaussiano aplicado al espectro de energía logarítmica asociado. Los datos de la simulación muestran que existe una discrepancia entre el valor medido de la posición del pico del espectro y el valor esperado teórico. Esta discrepancia es influenciada principalmente por tres efectos: selección de eventos, reconstrucción de eventos, y adición de b-jets identificados incorrectamente. Para corregir el valor observado de E_{peak} se utiliza una curva de calibración obtenida con simulación. En datos reales, el valor calibrado de la posición del pico es determinado a ser $E_{\text{peak}} = 67.45 \pm 0.71 \text{ (est.)} \pm 1.62 \text{ (sist.) GeV}$. Por medio de cinemática relativista, este observable corresponde a un valor calibrado de $m_t = 172.29 \pm 1.17 \text{ (est.)} \pm 2.66 \text{ (sist.) GeV}$.

Los datos de la simulación muestran que el valor obtenido de m_t está dominado por fuentes de incertidumbre sistemática correspondientes a la incertidumbre de la corrección de la energía de jets, la modelación del momento transversal del quark top, y la modelación del generador matricial de eventos. En consecuencia, no se ha

corregido la posible sobreestimación del 5% del error estadístico, pues el efecto en el resultado final es muy pequeño.

El método alternativo de esta investigación ha determinado m_t con una precisión del 1.7%, pues si sumamos en cuadratura las componentes de incertidumbre estadística y sistemática encontramos que $m_t = 172.29 \pm 2.91$ GeV. Cabe mencionar que la combinación de mediciones en CMS es la estimación de m_t con más alta precisión (0.3%). A pesar de que el valor alternativo estimado no tiene la mejor precisión de la actualidad, el resultado medido de m_t tiene una muy buena concordancia con los resultados de mediciones de métodos estandarizados y combinaciones en los colisionadores LHC y el Tevatron.

El futuro del método alternativo desarrollado es prometedor. En el experimento CMS, la incertidumbre estadística de la determinación de m_t disminuirá debido a que se espera una gran recolección de datos de colisiones en los próximos 20 años, tal que se alcance una luminosidad integrada de 3000 fb^{-1} (150 veces más datos de colisiones). Por otra parte, se espera que el desarrollo de las nuevas versiones y generaciones de simuladores de Monte Carlo permita describir cada vez mejor los datos reales. Esto implicará una disminución de la influencia de las fuentes de incertidumbre sistemática del método. Como resultado final, esta nueva técnica puede llegar a ser en el futuro una excelente herramienta para estimar la masa del quark top y de nuevas partículas con alta precisión.

Bibliografía

- [1] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Wiley-VCH, 2008. Disponible en: <http://www.wiley.com/WileyCDA/WileyTitle/productCd-3527406018,subjectCd-PH20.html>.
- [2] M. Peskin and D. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Westview Press, 1995. Disponible en: <https://westviewpress.com/books/an-introduction-to-quantum-field-theory/>.
- [3] G. Costa and G. Fogli. *Symmetries and Group Theory in Particle Physics: An Introduction to Space-time and Internal Symmetries*. Springer, 2012. Disponible en: <http://www.springer.com/us/book/9783642154812>.
- [4] S. Willenbrock. The Standard model and the top quark. *NATO Sci. Ser. II*, 123:1–41, 2003. [arXiv:hep-ph/0211067](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0211067).
- [5] M. Baak, M. Goebel, J. Haller, et al. The electroweak fit of the standard model after the discovery of a new boson at the LHC. *Eur. Phys. J.*, C72(11):1–7, 2012. [doi:10.1140/epjc/s10052-012-2205-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-2205-9).
- [6] S. Alekhin, A. Djouadi, and S. Moch. The top quark and higgs boson masses and the stability of the electroweak vacuum. *Phys. Lett. B*, 716(1):214 – 219, 2012. [doi:10.1016/j.physletb.2012.08.024](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.024).
- [7] CMS Collaboration. Measurement of the top-quark mass in $t\bar{t}$ events with all-jets final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. CMS Physics Analysis Summary TOP-14-002, 2014. Disponible en: <http://cdsweb.cern.ch/record/1743141>.
- [8] CMS Collaboration. Measurement of the top-quark mass in $t\bar{t}$ events with lepton+jets final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. CMS Physics Analysis Summary TOP-14-001, 2014. Disponible en: <http://cdsweb.cern.ch/record/1690093>.

- [9] CMS Collaboration. Measurement of the top-quark mass in fully leptonic $t\bar{t}$ decays at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ with the full 2012 dataset. CMS Physics Analysis Summary TOP-14-010, 2014. Disponible en: <http://cdsweb.cern.ch/record/1757467>.
- [10] CMS Collaboration. Measurement of the top quark mass using proton-proton data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. *Phys. Rev. D*, 93:072004, 2016. doi:10.1103/PhysRevD.93.072004.
- [11] ATLAS, CDF, CMS and D0 Collaborations. First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass. 2014. arXiv:1403.4427.
- [12] K. Agashe, R. Franceschini, and D. Kim. Simple invariance of two-body decay kinematics. *Phys. Rev. D*, 88:057701, 2013. doi:10.1103/PhysRevD.88.057701.
- [13] Particle Data Group Collaboration. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C38:090001, 2014. doi:10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- [14] Super-Kamiokande Collaboration. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1562–1567, 1998. doi:10.1103/PhysRevLett.81.1562.
- [15] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716(1):30 – 61, 2012. doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021.
- [16] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716(1):1 – 29, 2012. doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020.
- [17] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt. Parton distributions for the lhc. *Eur. Phys. J.*, C63(2):189–285, 2009. doi:10.1140/epjc/s10052-009-1072-5.
- [18] D. Wicke. Properties of the Top Quark. *Eur. Phys. J.*, C71:1627, 2011. arXiv:1005.2460, doi:10.1140/epjc/s10052-011-1627-0.
- [19] M. Smith and S. Willenbrock. Top quark pole mass. *Phys. Rev. Lett.*, 79:3825–3828, 1997. arXiv:hep-ph/9612329, doi:10.1103/PhysRevLett.79.3825.
- [20] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, et al. MadGraph 5 : Going Beyond. *JHEP*, 06:128, 2011. arXiv:1106.0522, doi:10.1007/JHEP06(2011)128.

- [21] C. Lefevre. LHC: the guide. CERN-Brochure-2008-001-Eng, 2008. Disponible en: <https://cds.cern.ch/record/1092437>.
- [22] O. Bruning, P. Collier, P. Lebrun, et al. *LHC Design Report*. CERN, Geneva, 2004. Disponible en: <https://cds.cern.ch/record/782076>.
- [23] CMS Collaboration. 2012 Proton-Proton Collisions: Luminosity versus day. CMS Twiki Page, 2012. Disponible en: https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults#2012_Proton_Proton_Collisions.
- [24] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08004, 2008. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [25] CMS Collaboration. *The CMS tracker system project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, 1997. Disponible en: <https://cds.cern.ch/record/368412>.
- [26] CMS Collaboration. Performance of the CMS Hadron Calorimeter with Cosmic Ray Muons and LHC Beam Data. *JINST*, 5:T03012, 2010. arXiv:0911.4991, doi:10.1088/1748-0221/5/03/T03012.
- [27] A. Herve. The CMS detector magnet. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 10(1):389–394, 2000. doi:10.1109/77.828255.
- [28] CMS Collaboration. The CMS Muon Project: Technical Design Report. 1997. Disponible en: <http://cds.cern.ch/record/343814>.
- [29] CMS Collaboration. Electromagnetic calorimeter commissioning and first results with 7 TeV data. (CMS-NOTE-2010-012), 2010. Disponible en: <https://cds.cern.ch/record/1278160>.
- [30] P. Lecoq, I. Dafinei, E. Auffray, et al. Lead tungstate (Pb W O₄) scintillators for LHC EM calorimetry. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. A*, 365(2-3):291 – 298, 1995. doi:10.1016/0168-9002(95)00589-7.
- [31] Federico De Guio and the CMS collaboration. Performance of the cms electromagnetic calorimeter and its role in the hunt for the higgs boson in the two-photon channel. *Journal of Physics: Conference Series*, 455(1):012028, 2013. Disponible en: <http://stacks.iop.org/1742-6596/455/i=1/a=012028>.
- [32] CMS Collaboration. Performance of the CMS drift tube chambers with cosmic rays. *JINST*, 5(03):T03015, 2010. Disponible en: <http://stacks.iop.org/1748-0221/5/i=03/a=T03015>.

- [33] CMS Collaboration. Performance of the CMS cathode strip chambers with cosmic rays. *JINST*, 5(03):T03018, 2010. Disponible en: <http://stacks.iop.org/1748-0221/5/i=03/a=T03018>.
- [34] F. Thyssen. Performance of the Resistive Plate Chambers in the CMS experiment. *JINST*, 7(01):C01104, 2012. Disponible en: <http://stacks.iop.org/1748-0221/7/i=01/a=C01104>.
- [35] CMS Collaboration. CMS TriDAS project: Technical Design Report, Volume 1: The Trigger Systems. 2000. Disponible en: <https://cds.cern.ch/record/706847>.
- [36] CMS Collaboration. The CMS High Level Trigger. *Eur. Phys. J.*, C46(3):605–667, 2006. doi:10.1140/epjc/s2006-02495-8.
- [37] CMS Collaboration. Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the $e\mu$ channel in pp collisions at 7 and 8 TeV. CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-TOP-13-004, 2015. Disponible en: <https://cds.cern.ch/record/2048642>.
- [38] P. Artoisenet, R. Frederix, O. Mattelaer, and R. Rietkerk. Automatic spin-entangled decays of heavy resonances in Monte Carlo simulations. *JHEP*, 03:015, 2013. arXiv:1212.3460, doi:10.1007/JHEP03(2013)015.
- [39] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands. PYTHIA 6.4 physics and manual. *JHEP*, 05:026, 2006. arXiv:hep-ph/0603175, doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026.
- [40] CMS Collaboration. Measurement of the underlying event activity at the LHC with $\sqrt{s} = 7$ TeV and comparison with $\sqrt{s} = 0.9$ TeV. *JHEP*, 09:109, 2011. arXiv:1107.0330, doi:10.1007/JHEP09(2011)109.
- [41] S. Jadach, Z. Was, R. Decker, and J. Kuhn. The tau decay library TAUOLA: Version 2.4. *Comput.Phys.Commun.*, 76:361–380, 1993. doi:10.1016/0010-4655(93)90061-G.
- [42] J. Pumplin, D. Stump, J. Huston, H.L. Lai, et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP*, 07:012, 2002. arXiv:hep-ph/0201195.
- [43] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re. A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX. *JHEP*, 06:043, 2010. arXiv:1002.2581, doi:10.1007/JHEP06(2010)043.

- [44] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, et al. Geant4 - a simulation toolkit. *Nuc. Inst. and Meth. in Phys. A*, 506(3):250 – 303, 2003. doi:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [45] N. Kidonakis. Differential and total cross sections for top pair and single top production. pages 831–834, 2012. arXiv:1205.3453, doi:10.3204/DESY-PROC-2012-02/251.
- [46] N. Kidonakis. Next-to-next-to-leading soft-gluon corrections for the top quark cross section and transverse momentum distribution. *Phys.Rev.*, D82:114030, 2010. arXiv:1009.4935, doi:10.1103/PhysRevD.82.114030.
- [47] K. Melnikov and F. Petriello. Electroweak gauge boson production at hadron colliders through $O(\alpha_s^2)$. *Phys. Rev.*, D74:114017, 2006. arXiv:hep-ph/0609070, doi:10.1103/PhysRevD.74.114017.
- [48] J. M. Campbell and R. K. Ellis. MCFM for the Tevatron and the LHC. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 205-206:10–15, 2010. arXiv:1007.3492, doi:10.1016/j.nuclphysbps.2010.08.011.
- [49] Ferencek, D. and others. Methods to apply b-tagging efficiency scale factors. CMS Twiki Page, 2012. Disponible en: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/BTagSFMethods>.
- [50] CMS Collaboration. Commissioning of the Particle-Flow reconstruction in minimum bias and jet events from pp collisions at 7 TeV. CMS Physics Analysis Summary PFT-10-002, 2010. Disponible en: <http://cdsweb.cern.ch/record/1279341>.
- [51] The CMS Collaboration. Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker. *JINST*, 9(10):P10009, 2014. Disponible en: <http://stacks.iop.org/1748-0221/9/i=10/a=P10009>.
- [52] CMS Collaboration. Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *JINST*, 7(10):P10002, 2012. doi:10.1088/1748-0221/7/10/P10002.
- [53] CMS Collaboration. Performance of electron reconstruction and selection with the CMS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *JINST*, 10(06):P06005, 2015. doi:10.1088/1748-0221/10/06/P06005.

- [54] CMS Collaboration. Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET. CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-09-001, 2009. Disponible en: <https://cds.cern.ch/record/1194487>.
- [55] M. Cacciari, G.P. Salam, and G. Soyez. The anti-k(t) jet clustering algorithm. *JHEP*, 04:063, 2008. [arXiv:0802.1189](https://arxiv.org/abs/0802.1189), [doi:10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063).
- [56] CMS Collaboration. Identification of b-quark jets with the CMS experiment. *JINST*, 8:P04013, 2013. [arXiv:1211.4462](https://arxiv.org/abs/1211.4462), [doi:10.1088/1748-0221/8/04/P04013](https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/04/P04013).
- [57] CMS Collaboration. Measurement of the top quark mass using the B-hadron lifetime technique. CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-TOP-12-030, 2013. Disponible en: <http://cds.cern.ch/record/1563140>.
- [58] CMS Collaboration. Calculation of Residual Energy Correction for b Jets Using Z+b Events in 8 TeV pp Collisions. CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-JME-13-001, 2014. Disponible en: <http://cds.cern.ch/record/1951028>.
- [59] A. L. Read. Linear interpolation of histograms. *Nucl. Instrum. Meth.*, A425:357–360, 1999. [doi:10.1016/S0168-9002\(98\)01347-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)01347-3).
- [60] L. Demortier and L. Lyons. Everything you always wanted to know about pulls. CDF Technical Report CDF-ANAL-PUBLIC-5776, 2002. Disponible en: http://physics.rockefeller.edu/luc/technical_reports/cdf5776_pulls.pdf.
- [61] CMS Collaboration. Determination of jet energy calibration and transverse momentum resolution in CMS. *JINST*, 6:P11002, 2011. [arXiv:1107.4277](https://arxiv.org/abs/1107.4277), [doi:10.1088/1748-0221/6/11/P11002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/6/11/P11002).
- [62] CMS Collaboration. Performance of b tagging at $\sqrt{s} = 8$ TeV in multijet, ttbar and boosted topology events. CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-BTV-13-001, 2013. Disponible en: <http://cds.cern.ch/record/1581306>.
- [63] S. Alekhin, S. Alioli, R. D. Ball, et al. The PDF4LHC Working Group Interim Report. 2011. [arXiv:1101.0536](https://arxiv.org/abs/1101.0536).
- [64] CMS Collaboration. Measurement of the differential cross section for top quark pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *Eur. Phys. J.*, C75(11):1–39, 2015. [arXiv:1505.04480](https://arxiv.org/abs/1505.04480), [doi:10.1140/epjc/s10052-015-3709-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3709-x).

- [65] P. Skands. Tuning Monte Carlo Generators: The Perugia Tunes. *Phys.Rev.*, D82:074018, 2010. [arXiv:1005.3457](https://arxiv.org/abs/1005.3457), [doi:10.1103/PhysRevD.82.074018](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.82.074018).
- [66] CDF and D0 Collaborations. Combination of CDF and D0 results on the mass of the top quark using up to 9.7 fb^{-1} at the Tevatron. 2014. [arXiv:1407.2682](https://arxiv.org/abs/1407.2682).
- [67] CMS Collaboration. Measurement of the top-quark mass from the b jet energy spectrum. CMS Physics Analysis Summary TOP-15-002, 2015. Disponible en: <http://cdsweb.cern.ch/record/2053086>.

Apéndices

Apéndice A

Distribuciones en Pseudo-Experimentos

A.A. Resultados con $m_t=166.5$ GeV

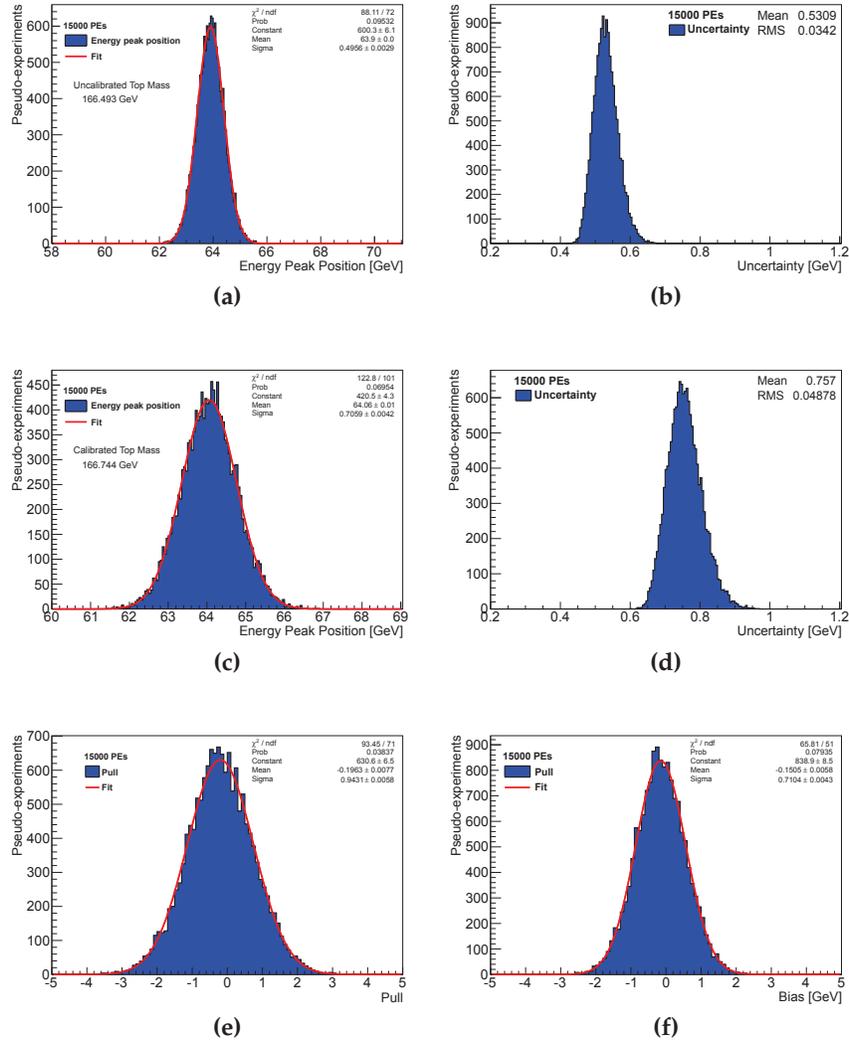


Figura A.1: Resultados de 15000 pseudo-experimentos. (a) Posición del pico de energía no calibrado, (b) Incertidumbre de la posición no calibrada, (c) Posición del pico de energía calibrado, (d) Incertidumbre de la posición calibrada, (e) Pull y (f) Bias.

A.B. Resultados con $m_t=169.5$ GeV

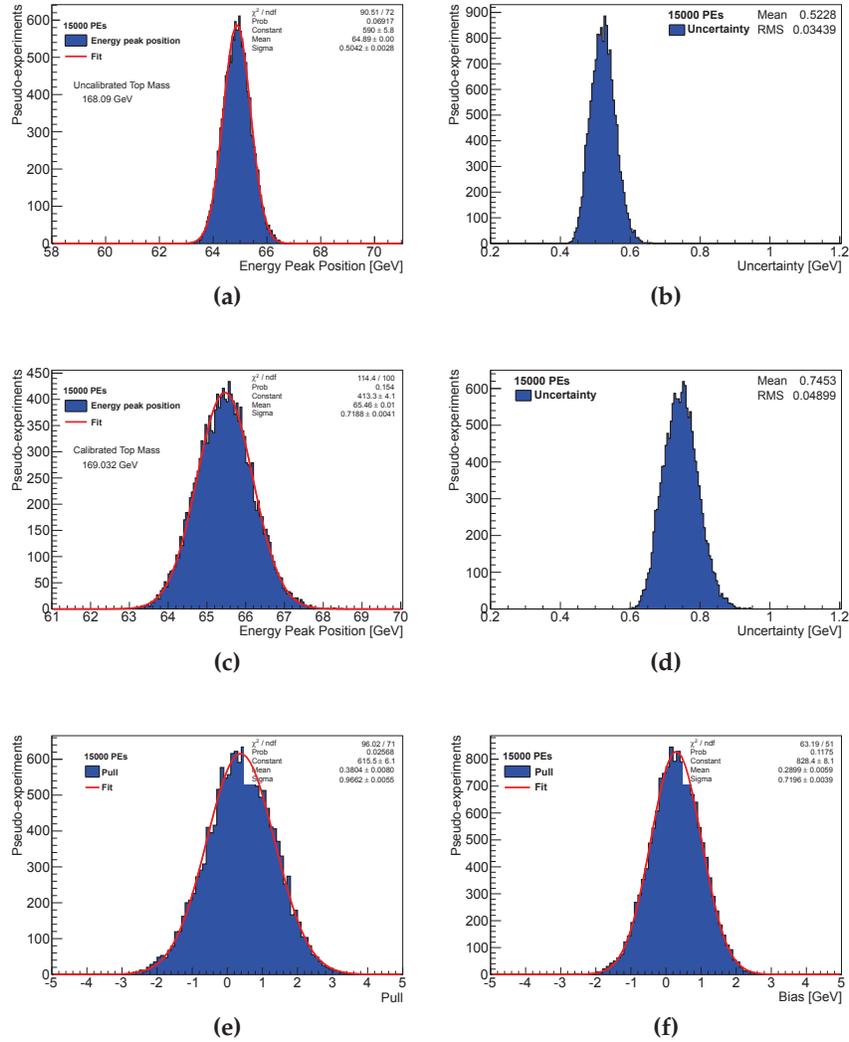


Figura A.2: Resultados de 15000 pseudo-experimentos. (a) Posición del pico de energía no calibrado, (b) Incertidumbre de la posición no calibrada, (c) Posición del pico de energía calibrado, (d) Incertidumbre de la posición calibrada, (e) Pull y (f) Bias.

A.C. Resultados con $m_t=171.5$ GeV

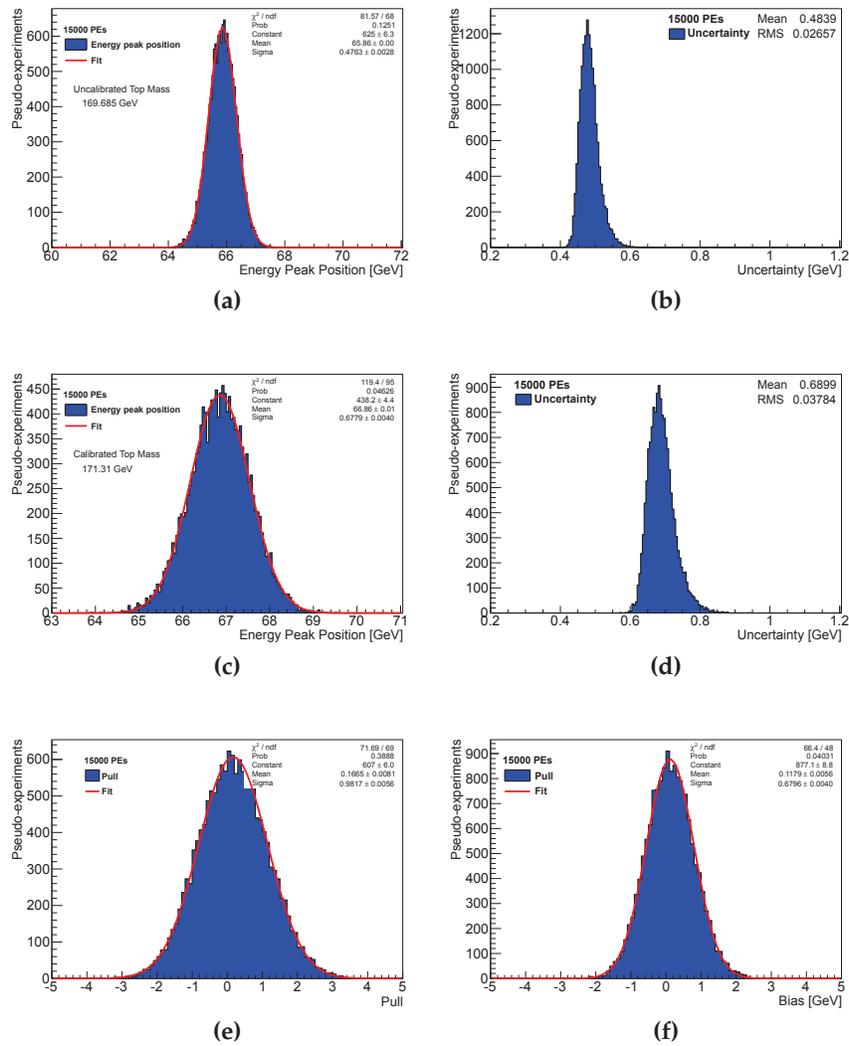


Figura A.3: Resultados de 15000 pseudo-experimentos. (a) Posición del pico de energía no calibrado, (b) Incertidumbre de la posición no calibrada, (c) Posición del pico de energía calibrado, (d) Incertidumbre de la posición calibrada, (e) Pull y (f) Bias.

A.D. Resultados con $m_t=172.5$ GeV

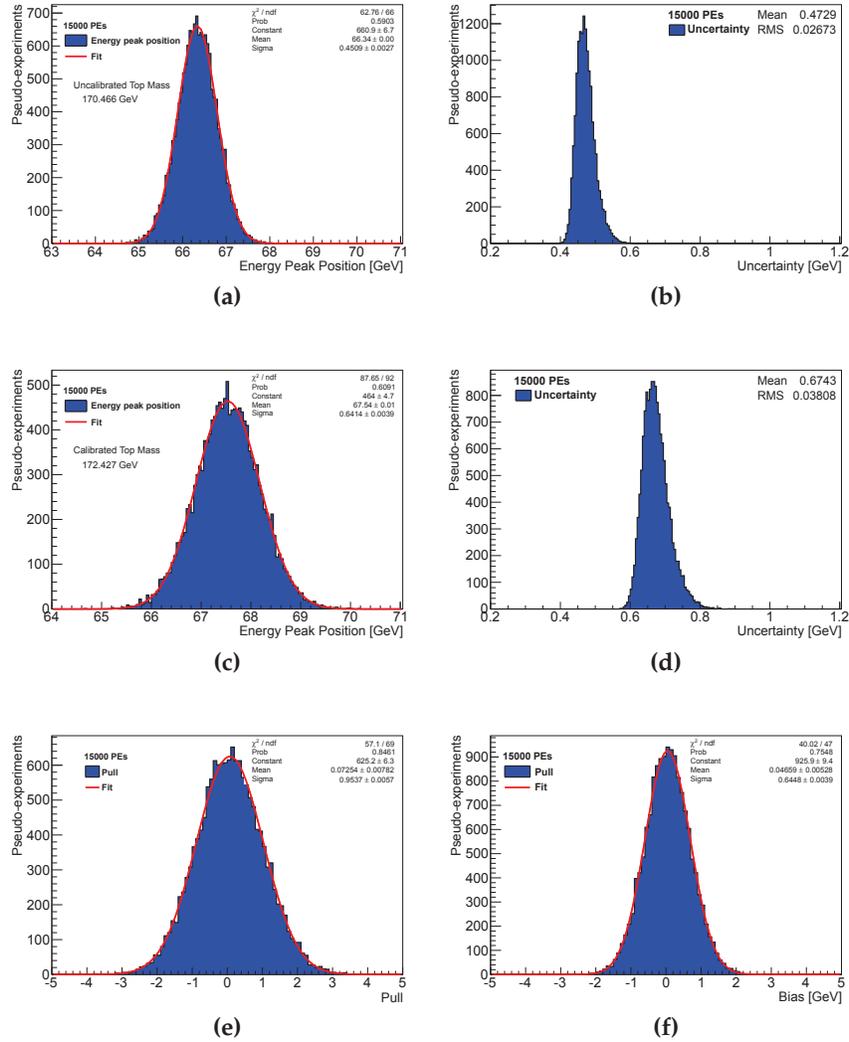


Figura A.4: Resultados de 15000 pseudo-experimentos. (a) Posición del pico de energía no calibrado, (b) Incertidumbre de la posición no calibrada, (c) Posición del pico de energía calibrado, (d) Incertidumbre de la posición calibrada, (e) Pull y (f) Bias.

A.E. Resultados con $m_t=173.5$ GeV

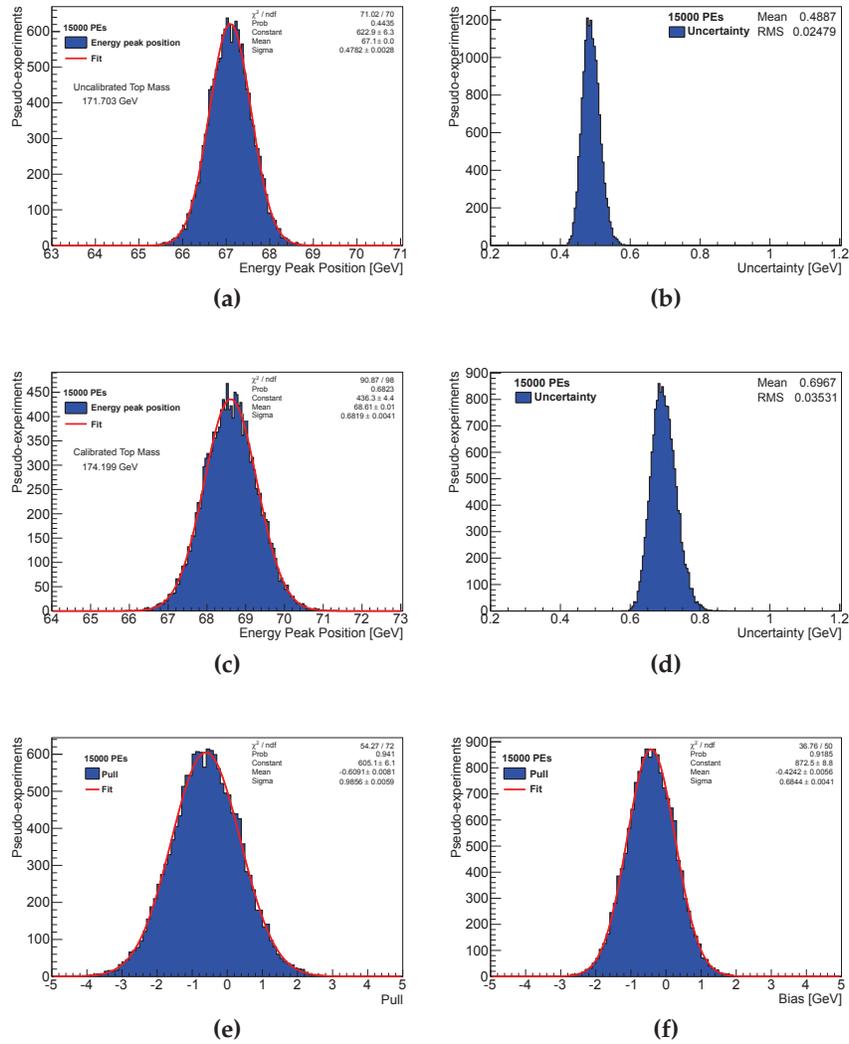


Figura A.5: Resultados de 15000 pseudo-experimentos. (a) Posición del pico de energía no calibrado, (b) Incertidumbre de la posición no calibrada, (c) Posición del pico de energía calibrado, (d) Incertidumbre de la posición calibrada, (e) Pull y (f) Bias.

A.F. Resultados con $m_t=175.5$ GeV

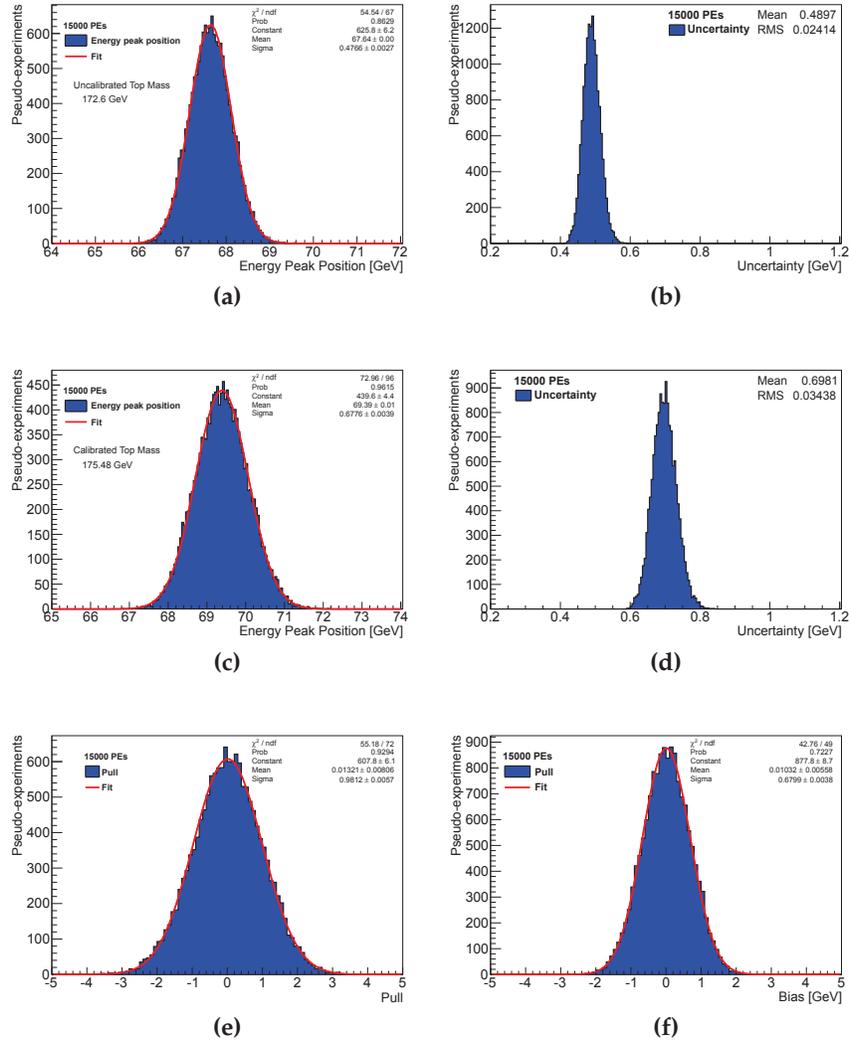


Figura A.6: Resultados de 15000 pseudo-experimentos. (a) Posición del pico de energía no calibrado, (b) Incertidumbre de la posición no calibrada, (c) Posición del pico de energía calibrado, (d) Incertidumbre de la posición calibrada, (e) Pull y (f) Bias.

A.G. Resultados con $m_t=178.5$ GeV

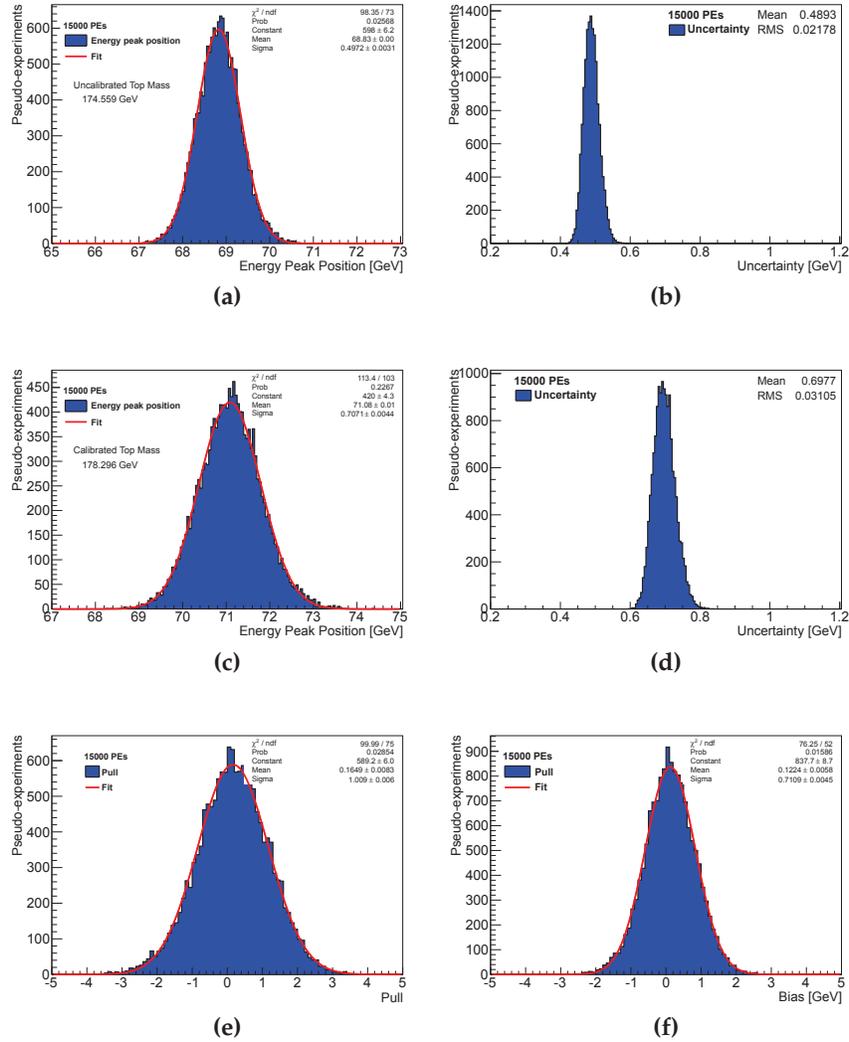


Figura A.7: Resultados de 15000 pseudo-experimentos. (a) Posición del pico de energía no calibrado, (b) Incertidumbre de la posición no calibrada, (c) Posición del pico de energía calibrado, (d) Incertidumbre de la posición calibrada, (e) Pull y (f) Bias.

Apéndice B

Tablas de Incertidumbre Sistemática

Tabla B.1: Fuentes de incertidumbre sistemática y sus contribuciones a la incertidumbre total.

Fuente de Incertidumbre	$\delta E_{\text{peak}}^{up}$ [GeV]	$\delta E_{\text{peak}}^{down}$ [GeV]	δE_{peak} [GeV]	δm_t^{up} [GeV]	δm_t^{down} [GeV]	δm_t [GeV]
Incertidumbres experimentales						
JEC in-situ correlation group			0.239			0.393
JEC inter-calibration group			0.019			0.031
JEC pile-up			0.246			0.406
JEC uncorrelated group			0.659			1.084
Flavor JES			0.079			0.124
bJES	0.136	-0.137	0.136	0.223	-0.225	0.224
Resolución de energía de jets	-0.157	0.205	0.181	-0.259	0.338	0.298
Pile-up	-0.015	0.014	0.015	-0.025	0.023	0.024
Leptones eficiencia	-0.016	0.016	0.016	-0.026	0.026	0.026
b-tagging eficiencia (b/c)	0.120	-0.062	0.091	0.198	-0.101	0.149
b-tagging eficiencia (light)	-0.063	0.102	0.083	-0.103	0.168	0.136
Ajuste de calibración	0.143	-0.143	0.143	0.235	-0.235	0.235
$t\bar{t}$ background (Single Top)	-0.050	0.072	0.061	-0.082	0.119	0.100
$t\bar{t}$ background (W+Jets, QCD)	-0.046	0.040	0.043	-0.076	0.066	0.072
$t\bar{t}$ background (DY, VV, $t\bar{t}V$)	-0.196	0.190	0.192	-0.322	0.311	0.316
Modelación del proceso de dispersión fuerte						
Generator matricial de eventos			0.914			1.501
Modelación de p_T del quark top			0.909			1.492
Escala de Renormalización y Factorización			0.133			0.219
Escala de Pareo ME-PS			0.235			0.387
PDFs			0.133			0.219
Modelación de QCD no-perturbativo						
Eventos subyacentes			0.216			0.354
Reconexión de color			0.377			0.619
Total			1.620			2.663

Tabla B.2: Componentes de la contribucion JES a la incertidumbre sistematica a E_{peak} . La componente Final JES y Flavor JES suma todas las componentes en cuadratura con excepcion de FlavorPureBottom.

Category	Component	$\delta E_{\text{peak}}^{\text{up}}$ [GeV]	$\delta E_{\text{peak}}^{\text{down}}$ [GeV]	δE_{peak} [GeV]
In-situ correlation group	AbsoluteMPFBias	0.243	-0.235	0.239
JEC inter-calibration group	RelativeFSR	-0.017	0.021	0.019
JEC Pile-up				0.246
	PileUpDataMC	0.052	-0.042	0.047
	PileUpPtBB	-0.21	0.213	0.212
	PileUpPtEC	0.116	-0.119	0.117
	PileUpPtHF	0	0	0
JEC uncorrelated group				0.659
	AbsoluteStat	0.115	-0.127	0.121
	AbsoluteScale	0.075	-0.058	0.066
	HighPtExtra	0.085	-0.065	0.075
	SinglePionECAL	0.051	-0.057	0.054
	SinglePionHCAL	0.284	-0.316	0.300
	RelativeJEREC1	-0.009	0.001	0.005
	RelativeJEREC2	0.007	0.001	0.004
	RelativeJERHF	0	0	0
	RelativePtBB	0.576	-0.551	0.563
	RelativePtEC1	-0.006	-0.002	0.004
	RelativePtEC2	-0.010	0.004	0.007
	RelativePtHF	0	0	0
	RelativeStatEC2	-0.006	0.005	0.005
	RelativeStatHF	0	0	0
FlavorJES				0.079
	FlavorPureGluon	-0.072	0.085	0.078
	FlavorPureQuark	-0.011	-0.009	0.010
	FlavorPureCharm	-0.013	0.003	0.008
	FlavorPureBottom	(0.305)	(-0.347)	(0.326)
Final JES				0.747

Tabla B.3: Componentes de la contribucion JES a la incertidumbre sistematica de la masa del quark top. La componente Final JES y Flavor JES suma todas las componentes en cuadratura con excepcion de FlavorPureBottom.

Category	Component	δm_t^{up} [GeV]	δm_t^{down} [GeV]	δm_t [GeV]
In-situ correlation group	AbsoluteMPFBias	0.400	-0.386	0.393
JEC inter-calibration group	RelativeFSR	-0.027	0.035	0.031
JEC Pile-up				0.406
	PileUpDataMC	0.086	-0.070	0.078
	PileUpPtBB	-0.347	0.351	0.349
	PileUpPtEC	0.190	-0.196	0.193
	PileUpPtHF	0	0	0
JEC uncorrelated group				1.084
	AbsoluteStat	0.189	-0.209	0.198
	AbsoluteScale	0.122	-0.096	0.109
	HighPtExtra	0.140	-0.108	0.124
	SinglePionECAL	0.082	-0.094	0.088
	SinglePionHCAL	0.468	-0.518	0.493
	RelativeJEREC1	-0.016	0.001	0.008
	RelativeJEREC2	0.010	0.003	0.007
	RelativeJERHF	0	0	0
	RelativePtBB	0.947	-0.905	0.892
	RelativePtEC1	-0.008	-0.004	0.006
	RelativePtEC2	-0.016	0.006	0.011
	RelativePtHF	0	0	0
	RelativeStatEC2	-0.019	0.009	0.014
	RelativeStatHF	0	0	0
Flavor JES				0.124
	FlavorPureGluon	-0.119	0.140	0.123
	FlavorPureQuark	-0.017	-0.015	0.016
	FlavorPureCharm	-0.021	0.004	0.012
	FlavorPureBottom	(0.502)	(-0.570)	(0.536)
Final JES				1.229