

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**RECONSTRUCCIÓN DE MASAS INVARIANTES DE BOSONES
DEL MODELO ESTÁNDAR USANDO DATOS PÚBLICOS DE
ATLAS OPEN DATA**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Di Domenico Franco María Rosaria
ante la Facultad de Ciencias de la
Ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título
de: **Licenciada en Física**

Con la tutoría de: Dr. Sánchez Pineda Arturo Rodolfo
Prof. López Rodríguez José Antonio

Octubre-2017

Caracas-Venezuela

Escuela de Física

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**RECONSTRUCCIÓN DE MASAS INVARIANTES DE BOSONES
DEL MODELO ESTÁNDAR USANDO DATOS PÚBLICOS DE
ATLAS OPEN DATA**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Di Domenico Franco María Rosaria
ante la Facultad de Ciencias de la
Ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título
de: **Licenciada en Física**

Con la tutoría de: Dr. Sánchez Pineda Arturo Rodolfo
Prof. López Rodríguez José Antonio

Octubre-2017
Caracas-Venezuela



UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



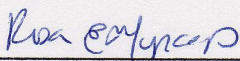
VEREDICTO

Quienes suscriben, miembros del Jurado designado por el Consejo de la Escuela de Física de la Facultad de Ciencias de la Universidad Central de Venezuela, para examinar el Trabajo Especial de Grado presentado por **María Rosaria Di Domenico**, Cédula de Identidad **V-20615344**, bajo el título **“Reconstrucción de masas invariantes de bosones del Modelo Estándar usando datos públicos de ATLAS OpenData”**, a los fines de cumplir con el requisito legal para optar al grado de **Licenciada en Física**, dejan constancia de lo siguiente:

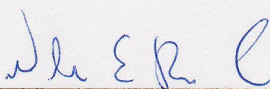
1. Leído como fue dicho trabajo por cada uno de los miembros del Jurado, éste fijó el día 3 de octubre de 2017, a Las 7:30 am, para que el autor lo defendiera en forma pública, lo que éste hizo en la Sala de Seminarios Guillermo Ruggeri de la Escuela de Física, mediante un resumen oral de su contenido, luego de lo cual respondió satisfactoriamente a las preguntas que le fueron formuladas por el jurado; todo ello conforme a los artículos 20, 21, 22, 25, 26 y 28 de la Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV vigente.
2. Finalizada la defensa pública del trabajo, el jurado decidió declararlo aprobado por considerar que se ajusta a lo dispuesto y exigido en la Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV vigente en sus artículos 1, 5 y 6.

Se levanta la presente acta a los 3 días del mes de octubre de 2017, dejándose también constancia de que, conforme a la normativa jurídica vigente, actuó como coordinador del jurado el tutor del Trabajo Especial de Grado Prof. José Antonio López Rodríguez.

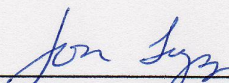
Firma del jurado evaluador



Prof. Rosa Elena Mujica
UCV



Prof Nelson Enrique Bolívar
UCV



Prof. José Antonio López
UCV



*One should never underestimate the pleasure we feel
from hearing something we already know*

Enrico Fermi

A mi mamá, la mejor y compacta familia que cualquiera puede desear...

Agradecimientos

Primero que todo quisiera agradecer a quien a sido mi ejemplo de mujer y de persona en general a seguir, quien me ha enseñado como echar para adelante y luchar en la vida sin importar nada, quien me ha enseñado sus valores, su sentido de responsabilidad y quien todo los días del mundo sin importar la situación me da todo el amor del mundo de la forma más dulce y rayando en lo meloso. Te amo mamá.

Quisiera agradecer de mis mejores amigas durante la carrera Claudia y María, quienes han sido de apoyo ante todo, me han ayudado a crecer durante estos cinco años, y hemos compartido muchísimos momentos que jamás olvidare, ustedes son unas de las grandes cosas que obtuve en esta facultad.

También quisiera agradecer a Miguelangel, quien me ayudó desde la prueba de ingreso a la universidad hasta instalar ROOT casi finalizando la carrera, a pesar de todo y a pesar de los años eres una de las personas más fieles y buenas que conozco, gracias simplemente por estar ahí.

A mis tutores: Arturo, gracias primero por como una vez me dijiste ayudarme a montar al tren de la HEP, y ayudarme a conocer un mundo que no sabía casi de su existencia. Ha sido todo un recorrido entre nosotros, gracias por todo lo que me has enseñado, directa e indirectamente, gracias por el 90 % de los regaños, he aprendido mucho de ellos, gracias por todo el tiempo dedicado, sé que no ha sido fácil, pero ha sido una experiencia que aunque pudiera no cambiaría. Al profesor José Antonio, gracias por todo lo que me ha enseñado, de física y de la vida, gracias por todas las horas de conversaciones acerca de muchísimos temas de cualquier tópico que hemos tenido, gracias por abrirme las puertas de su oficina y tratar de ayudarme cuando estuviera en sus manos hacerlo, y en el proceso hacerme reír a carcajadas, gracias por ayudarme a entender cosas sobre muchos temas, y ponerme el límite de preguntas tontas hasta 20 por sesión, es un ejemplo a seguir tanto en lo profesional como en lo personal profesor.

A Nelson, quien sin ser para nada su trabajo se ha ayudado y apoyado en muchos sentidos.

Quisiera agradecer especialmente al grupo de CEVALE2VE, quien presta una gran ayuda para muchos estudiantes de conocer el mundo de la física de partículas, es algo asombroso lo que hacen, cuando la gente ama lo que hace se nota.

A la escuela de física por permitirme de lugares donde poder hacer este trabajo, el Laboratorio de Campos y Partículas y al Laboratorio Docente de Computación. En especial gracias a la Facultad de Ciencias de la UCV, la cual desde el primer día en la charla de orientación me enamoró como lo hizo, nunca estuvo en mis planes estudiar física, pero ya para segundo semestre sabía que quería estudiar física y que quería hacer

partículas, sin saber muy bien qué significaba eso.

Quisiera agradecer también a algunos profesores que me inspiraron para poder estar en el camino que estoy ahorita: A Solmar Valera, que tal vez no lo sepa pero fue mi primer modelo a seguir en la escuela, mi primera profesora de física a este nivel, y alguien que admiré muchísimo y todavía lo hago. A Ling Sequera, quien me hizo saber desde muy temprano que estudiando física no me iba a hacer rica, pero eso le terminó dando más encanto a la cosa. A Salvatore De Vincenzo, ver dos cursos con usted fue un honor que no muchos tienen, fue de verdad un gran aprendizaje, es la demostración gráfica de cómo es alguien cuando está enamorado de lo que hace, una inspiración sin duda.

Alguien que lamentablemente nunca conoceré, pero que gracias a él y un par de sus libros decidí que esto es lo que quería con mi vida, estoy segura que si nunca hubiese leído a George Gamow no hubiese ocurrido todo como paso.

Por último pero no menos importante, a Biscotto Dolce, quien me ha ayudado a levantarme cuando no tenía ganas y quien todos los días me da un ejemplo de cómo es ser feliz sin importar lo que pase.

RESUMEN

Este trabajo consiste en una revisión del Modelo Estándar de la física de partículas, y la descripción de diversos análisis físicos dentro del campo de la Física de Altas Energías. Se estudiaron y produjeron un conjunto de análisis, pequeños pero concretos, con la finalidad de reconstruir las masas invariantes de los bosones W, Z y Higgs, además de otras variables físicas, siguiendo las reglas del Modelo Estándar y usando datos públicos provenientes del Experimento ATLAS, que forma parte del colisionador de partículas LHC en el CERN. Estos datos recolectados por el detector ATLAS en el año 2012, corresponden a una luminosidad integrada de 1 fb^{-1} , o lo que es equivalente, a 100 billones de colisiones protón-protón a energías de 8 TeV. Junto a estos datos reales, decenas de millones de eventos simulados (Monte Carlo) se utilizaron igualmente para analizar el comportamiento de objetos tales como: electrones, muones, neutrinos, entre otros, así como su combinación en la reconstrucción de los mencionados bosones. Todo ello utilizando una plataforma computacional remota (o *cloud computing*) llamada SWAN, también desarrollada y localizada en el CERN. SWAN está basada en el uso de Jupyter *notebooks* y el software de análisis de datos llamado ROOT. Esta plataforma permite la creación, ejecución y almacenamiento de códigos informáticos de análisis de datos, y los datos en sí mismos; usando como medio de acceso y desarrollo un simple navegador de Internet. Con el uso de SWAN se realizaron los análisis físicos mencionados, pasando desde su producción inicial, desarrollo y evaluación, hasta llegar al producto final: una serie de *notebooks* auto-documentados sobre la física y la programación necesaria para llevar a cabo tales reconstrucciones en análisis del tipo selección-y-cuenta o cut-and-count. Otro propósito principal de este proyecto fue el comparar resultados públicos previos de estos análisis usando los mismos datos y el lenguaje de programación Python, con los desarrollados utilizando esta nueva plataforma y escritos en el lenguaje de programación C++. Finalmente dichos *notebooks* han de ser utilizados posteriormente como recursos educativos para la enseñanza y divulgación de la Física de Altas Energías a nivel universitario.

Palabras clave: HEP, física de partículas, Modelo Estándar, LHC, ATLAS, ROOT, Open Data, Jupyter.

Índice general

Lista de figuras	17
Lista de tablas	25
1. Introducción	27
2. El Modelo Estándar	29
2.1. Partículas Elementales	30
2.1.1. Fermiones	30
2.1.2. Bosones	31
2.2. Las Teorías que Conforman el Modelo Estándar	32
2.2.1. Electrodinámica Cuántica	32
2.2.2. Cromodinámica Cuántica	34
2.2.3. Teoría Electrodébil	37
2.3. Ruptura Espontánea de Simetría y Mecanismo de Higgs	38
2.3.1. Ruptura Espontánea de Simetría en el Campo Escalar Complejo	41
2.3.2. Mecanismo de Higgs (Caso Abeliano)	43
2.3.3. Simetrías no-Abelianas	48
2.4. El Lagrangiano del Modelo Estándar	53
3. CERN, LHC y el Experimento ATLAS	69
3.1. El Gran Colisionador de Hadrones (LHC)	69
3.2. El Detector ATLAS	73
3.2.1. Sistema de Coordenadas de ATLAS	76
3.2.2. Los Imanes de ATLAS	78
3.2.3. El Detector Interno (ID)	80
3.2.4. Sistema de Calorímetros	81
3.2.5. Espectógrafo de Muones (MS)	87
3.2.6. ATLAS Trigger	89

3.3.	Generadores de Monte Carlo en la Simulación de Eventos en ATLAS	90
4.	Métodos Estadísticos en la Física de Partículas	92
4.1.	Probabilidad	92
4.1.1.	Probabilidad Condicional y Eventos Independientes	94
4.1.2.	Teorema de Bayes	95
4.1.3.	Probabilidad Frecuentista	95
4.1.4.	Probabilidad Bayesiana	96
4.2.	Variables Aleatorias y Funciones de Densidad de Probabilidad	97
4.2.1.	Función de Densidad de Probabilidad	97
4.3.	Función de Verosimilitud	98
4.3.1.	Teorema de la Máxima Función de Verosimilitud	98
4.3.2.	Estimadores de Máxima Verosimilitud	99
4.4.	Valor de Probabilidad (valor-p)	99
4.5.	Contraste de Hipótesis	100
5.	Reconstrucción de Objetos Físicos en ATLAS	104
5.1.	Monitoreo de la Calidad de la Data	104
5.2.	Reconstrucción de trazas por el ID	106
5.3.	Vértices	108
5.4.	Reconstrucción de electrones y fotones	110
5.5.	Reconstrucción de Muones	112
5.6.	Reconstrucción de la Energía Transversa Perdida	113
5.6.1.	Cálculo del Término Calorimétrico de E_T^{miss}	114
5.6.2.	Cálculo del Término Muónico de E_T^{miss}	115
6.	Herramientas Computacionales y ATLAS Open Data	117
6.1.	ATLAS Open Data	117
6.1.1.	Datos Reales y Simulados	120
6.2.	ROOT	122
6.3.	Jupyter Notebooks y SWAN	124
6.3.1.	Jupyter	124
6.3.2.	SWAN	125
7.	Descripción de los Bosones W, Z y Higgs	128
7.1.	El Bosón W	128
7.2.	El Bosón Z	132
7.3.	El Bosón de Higgs	134

7.3.1.	Búsquedas a Baja Masa	134
7.3.2.	Búsqueda a Alta Masa	142
8.	Resultados	146
8.1.	Bosón W	146
8.1.1.	Etapa I	147
8.1.2.	Etapa II	159
8.1.3.	Etapa III	162
8.2.	Bosón Z	165
8.2.1.	Etapa I	166
8.2.2.	Etapa II	170
8.2.3.	Etapa III	172
8.3.	Bosón de Higgs	174
8.3.1.	Etapa I	177
8.3.2.	Etapa II	182
8.3.3.	Etapa III	183
9.	Conclusiones	187
A.	Resumen de Conceptos Teóricos	191
B.	Resumen de Conceptos	195
C.	Resumen de Conceptos	197

Índice de figuras

2.1. Vértice elemental para QED.	32
2.2. Confinamiento del color	35
2.3. Vértice elemental para QCD.	35
2.4. Interacciones de quarks con gluones.	37
2.5. Representación de la orientación del espín para las fases a la izquierda paramagnéticas y a la derecha ferromagnéticas.	39
2.6. Potencial para un campo escalar real con ruptura espontánea.	40
2.7. Potencial de Higgs	42
2.8. Tabla del Modelo Estándar.	53
2.9. Lagrangiano del SM.	56
2.10. Algunos de los diagramas de Feynman que están incluidos en $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$	57
2.11. Vértices básicos para las interacciones EM, fuerte, y débil.	59
2.12. Diagrama de la autointeracción del Higgs.	67
3.1. La luminosidad instantánea y luminosidad integrada como función del tiempo	71
3.2. Luminosidad obtenida en función del tiempo para 2011 - 2016 (solo datos pp)	72
3.3. Proceso de aceleración de los protones antes de entrar al LHC.	73
3.4. Estructura del detector ATLAS.	74
3.5. Esquema de detección de partículas producidas en una colisión mientras que viajan por las distintas capas de los detectores de ATLAS	75
3.6. Colisión pp en el experimento ATLAS.	75
3.7. Dirección y plano transversal en una colisión pp.	76
3.8. Definición de la pseudorapidez η , el espacio $\eta - \phi$, la distancia ΔR y el momentum transversal p_T	78
3.9. Sistema de imanes del detector ATLAS.	79
3.10. Composición del detector interno (ID) de ATLAS.	81
3.11. Representación gráfica de una cascada producida por una partícula al en- trar en un bloque de material.	82

3.12. Cascada EM vs hadrónica.	83
3.13. Interacción de las partículas en los subdetectores de ATLAS.	84
3.14. Distintas vistas del experimento ATLAS, para una colisión pp.	84
3.15. Diagrama del proceso de Bremsstrahlung.	85
3.16. Visión transversal del espectógrafo de muones (MS) de ATLAS, mientras diferentes partículas lo atraviesan.	88
3.17. Partes del espectógrafo de muones de ATLAS.	88
4.1. Representación gráfica del proceso que ocurre para el análisis de datos en la física de partículas.	93
4.2. Representación gráfica de la probabilidad condicional.	95
4.3. Representación gráfica del valor-p.	100
5.1. La trayectoria puede ser parametrizada en un punto dado por medio de su posición, momento transverso y carga.	108
5.2. Vértices primarios y secundarios.	109
5.3. Un <i>cluster</i> del calorímetro EM creando un ROI para poder medir las pro- piedades de las partículas.	112
6.1. ATLAS Open Data	118
6.2. ATLAS Open Data provee documentación, datos reales y simulados, soft- ware y virtual machines para poder crear los análisis y aprender de HEP.	120
6.3. Página web del portal ATLAS Open Data, donde se pueden apreciar las muestras de los datos reales.	121
6.4. Página web del portal ATLAS Open Data donde se encuentran las diversas muestras de datos de Monte Carlo.	122
6.5. Interfase de ROOT	123
6.6. Se muestran distintos formatos para el análisis de datos	124
6.7. Jupyter	125
6.8. Service for Web based ANalysis (SWAN)	126
6.9. Interfase de SWAN, donde se tienen distintas carpetas, permite crear <i>note- books</i> con distintos lenguajes de programación, archivos de texto (text file), carpetas, al igual que manejarse por medio de terminal.	127
7.1. Decaimiento beta.	130
7.2. Distintos decaimientos de procesos débiles.	130
7.3. Vértice fundamental leptónico para el decaimiento del bosón W.	131
7.4. Decaimiento del bosón Z en pares de neutrino-antineutrino.	133

7.5.	Decaimientos del bosón Z.	133
7.6.	Canal de decaimiento para $H \rightarrow \gamma\gamma$	136
7.7.	Decaimiento de un Higgs en ZZ para baja masa y alta masa.	137
7.8.	Branching ratio del Higgs en función de la masa del Higgs.	141
7.9.	Distribución de la masa transversa m_T , en análisis de 0-jet y 1-jet con ambos canales $e\mu$ y μe combinados, para eventos que satisfagan la selección de eventos.	142
7.10.	La distribución de la masa invariante de los dileptones para eventos con exactamente dos electrones o muones cargados de forma opuesta.	145
8.1.	Cortes realizados a los datos con la finalidad de filtrar eventos que proven- gan de un bosón W	147
8.2.	W Análisis: Muestra MC $We\nu$ WithB. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón W.	149
8.3.	W Análisis: Muestra MC $We\nu$ WithB. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se mues- tran: el momentum transverso p_T , el valor absoluto del PDG id PDG id y la carga Q.	149
8.4.	W Análisis: Muestra MC $We\nu$ JetsBVeto. De izquierda a derecha se mues- tran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del can- didato a bosón W.	150
8.5.	W Análisis: Muestra MC $We\nu$ JetsBVeto. Se muestran propiedades del leptón primario, de la parte superior izquierda a inferior derecha se mues- tran: el momentum transverso p_T , el valor absoluto del PDG id PDG id y la carga Q.	150
8.6.	W Análisis: Muestra MC $We\nu$ NoJetsBVeto. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón.	151
8.7.	W Análisis: Muestra MC $We\nu$ NoJetsBVeto. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transverso p_T , el valor absoluto del PDG id PDG id y la carga Q.	151
8.8.	W Análisis: Muestra MC $W\mu\nu$ WithB. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón W.	152

8.9. W Análisis: Muestra MC $W\mu\nu$ WithB. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transversa p_T , el valor absoluto del PDG id PDG id y la carga Q.	152
8.10. W Análisis: Muestra MC $W\mu\nu$ JetsBVeto. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón W.	153
8.11. W Análisis: Muestra MC $W\mu\nu$ JetsBVeto. Se muestran propiedades del más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transversa p_T , el valor absoluto del PDG id PDG id y la carga Q.	153
8.12. W Análisis: Muestra MC $W\mu\nu$ NoJetsBVeto. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón.	154
8.13. W Análisis: Muestra MC $W\mu\nu$ NoJetsBVeto. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transversa p_T , el valor absoluto del PDG id PDG id y la carga Q.	154
8.14. W Análisis: Muestra MC $W\tau\nu$ WithB. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón W.	155
8.15. W Análisis: Muestra MC $W\tau\nu$ WithB. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transversa p_T , el valor absoluto del PDG id PDG id y la carga Q.	155
8.16. W Análisis: Muestra MC $W\tau\nu$ JetsBVeto. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón W.	156
8.17. W Análisis: Muestra MC $W\tau\nu$ JetsBVeto. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transversa p_T , el valor absoluto del PDG id PDG id y la carga Q.	156
8.18. W Análisis: Muestra MC $W\tau\nu$ NoJetsBVeto. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón.	157

8.19. W Análisis: Muestra MC $W\tau\nu$ NoJetsBVeto. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transversal p_T , el valor absoluto del PDG id $ \text{PDG id} $ y la carga Q	157
8.20. W Análisis. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversal perdida E_T^{miss} y la masa transversal m_T^W del candidato a bosón W.	161
8.21. W Análisis. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transversal p_T , el valor absoluto del PDG id $ \text{PDG id} $ y la carga Q	161
8.22. W Análisis. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversal perdida E_T^{miss} y la masa transversal m_T^W del candidato a bosón W.	164
8.23. W Análisis. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transversal p_T , el valor absoluto del PDG id $ \text{PDG id} $ y la carga Q	164
8.24. Cortes realizados a los datos con la finalidad de filtrar eventos que provengan de un bosón Z	166
8.25. Z Análisis: Muestra MC Zee . De izquierda a derecha se muestran: la masa invariante $m_{\ell\ell}$ del candidato a bosón Z y la energía transversal perdida E_T^{miss}	167
8.26. Z Análisis: Muestra MC Zee . Se muestran propiedades de los leptones, de la parte superior izquierda a inferior derecha: el momentum transversal p_T del leptón primario (lead), seguido por el secundario (trail) y el valor absoluto del PDG id $ \text{PDG id} $	167
8.27. Z Análisis: Muestra MC $Z\mu\mu$. De izquierda a derecha se muestran: la masa invariante $m_{\ell\ell}$ del candidato a bosón Z y la energía transversal perdida E_T^{miss}	168
8.28. Z Análisis: Muestra MC $Z\mu\mu$. Se muestran propiedades de los leptones, de la parte superior izquierda a inferior derecha: el momentum transversal p_T del leptón primario (lead), seguido por el secundario (trail) y el valor absoluto del PDG id $ \text{PDG id} $	168
8.29. Z Análisis: Muestra MC $Z\tau\tau$. De izquierda a derecha se muestran: la masa invariante $m_{\ell\ell}$ del candidato a bosón Z y la energía transversal perdida E_T^{miss}	169
8.30. Z Análisis: Muestra MC $Z\tau\tau$. Se muestran propiedades de los leptones, de la parte superior izquierda a inferior derecha: el momentum transversal p_T del leptón primario (lead), seguido por el secundario (trail) y el valor absoluto del PDG id $ \text{PDG id} $	169
8.31. Z Análisis. De izquierda a derecha se muestran: la masa invariante $m_{\ell\ell}$ del candidato a bosón Z y la energía transversal perdida E_T^{miss}	171

8.32. Z Análisis. Se muestran propiedades de los leptones, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transverso p_T del leptón primario (lead), seguido por el secundario (trail) y el valor absoluto del PDG id PDG id .	171
8.33. Z Análisis. De izquierda a derecha se muestran: la masa invariante $m_{\ell\ell}$ del candidato a bosón Z y la energía transversa perdida E_T^{miss} .	173
8.34. Z Análisis. Se muestran propiedades de los leptones, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transverso p_T del leptón primario (lead), seguido por el secundario (trail) y el valor absoluto del PDG id PDG id .	173
8.35. Cortes realizados a los datos con la finalidad de filtrar eventos que provengan de un bosón de Higgs, con leptones del mismo sabor en el estado final.	176
8.36. Cortes realizados a los datos con la finalidad de filtrar eventos que provengan de un bosón de Higgs, con leptones del distinto sabor en el estado final.	176
8.37. Higgs Análisis: Muestra MC $gg \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow \ell_1 \ell_2 \nu \nu$ ($\ell_1 = \ell_2$). De la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} , la masa visible del candidato a bosón $H \rightarrow WW$, $m_{\ell\ell}^{vis}$ y el momentum transverso del sistema de dileptones $p_{T,\ell\ell}$.	178
8.38. Higgs Análisis: Muestra MC $gg \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow \ell_1 \ell_2 \nu \nu$ ($\ell_1 \neq \ell_2$). De la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} , la masa visible del candidato a bosón $H \rightarrow WW$, $m_{\ell\ell}^{vis}$ y el momentum transverso del sistema de dileptones $p_{T,\ell\ell}$.	179
8.39. Higgs Análisis: Muestra MC $VBF \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow \ell_1 \ell_2 \nu \nu$ ($\ell_1 = \ell_2$). De la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} , la masa visible del candidato a bosón $H \rightarrow WW$, $m_{\ell\ell}^{vis}$ y el momentum transverso del sistema de dileptones $p_{T,\ell\ell}$.	180
8.40. Higgs Análisis: Muestra MC $VBF \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow \ell_1 \ell_2 \nu \nu$ ($\ell_1 \neq \ell_2$). De la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} , la masa visible del candidato a bosón $H \rightarrow WW$, $m_{\ell\ell}^{vis}$ y el momentum transverso del sistema de dileptones $p_{T,\ell\ell}$.	181
8.41. Higgs Análisis: $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\ell\nu\nu$. De parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} , la masa visible del candidato a bosón $H \rightarrow WW$, $m_{\ell\ell}^{vis}$ y el momentum transverso del sistema de dileptones $p_{T,\ell\ell}$.	183

8.42. Higgs Análisis. De la parte superior a la inferior se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa visible del candidato a bosón $H \rightarrow WW$, $m_{\ell\ell}^{vis}$ y el momentum transverso del sistema de dileptones $p_{T,\ell\ell}$	184
8.43. Higgs Análisis. De la parte superior izquierda a la inferior derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa visible del candidato a bosón $H \rightarrow WW$, $m_{\ell\ell}^{vis}$ y el momentum transverso del sistema de dileptones $p_{T,\ell\ell}$. Tomado de [1]	186
B.1. Representación gráfica de un track con varios contactos.	196
C.1. Diagrama de Feynman para ggF.	198
C.2. Diagrama de Feynman para VBF.	199
C.3. Diagrama de Feynman como ejemplo de un proceso de Drell-Yan con un estado final de un par muón-antimuón.	200

Índice de cuadros

2.1. Las Interacciones Fundamentales	30
--	----

Capítulo 1

Introducción

La motivación del presente trabajo es la reproducción de distintos análisis para la reconstrucción de las masas invariantes de los bosones W, Z y Higgs de la teoría del Modelo Estándar, así como la revisión de una nueva plataforma desarrollada por el CERN, para el análisis de datos en la nube llamada SWAN.

El Modelo Estándar o SM (del inglés *Standard Model*) es la teoría que mejor resume los conocimientos que se tienen de la física de partículas hasta el día de hoy, y explica el comportamiento de las partículas elementales y sus interacciones. El LHC fue construido con la finalidad de recrear las condiciones iniciales del Universo para así verificar varias de las predicciones mas sobresalientes del SM.

El 4 de julio del 2012, los experimentos del LHC, ATLAS y CMS dieron a conocer los resultados de una nueva partícula consistente con el bosón del Higgs, predicho en el Modelo Estándar. El descubrimiento del supuesto bosón de Higgs del SM abre las puertas no solo para terminar de comprobar el SM, sino también para evaluar la posibilidad de la existencia o no de teorías más allá del Modelo Estándar.

Este trabajo reporta la búsqueda para el bosón de Higgs, así como los bosones de la teoría electrodébil W y Z, en datos reales que corresponden a 1 fb^{-1} de colisiones protón-protón, que equivalen aproximadamente a 100 billones de colisiones protón-protón, tomadas con el detector ATLAS en el 2012. Los fondos son estimados usando métodos que se basan tanto en los datos reales como en las simulaciones de Monte Carlo.

Este trabajo usa las unidades usualmente utilizadas en la física de altas energías, llamadas unidades naturales, donde $c_0 = h/2\pi = 1$, donde c_0 es la velocidad de la luz y h es la constante de Plank. Por ello, las masas y los momenta están dados en GeV en vez de $\text{GeV } c_0^{-2}$ respectivamente.

Este trabajo está estructurado de la siguiente manera: en el Capítulo 2 estudiaremos aspectos de la teoría del SM y una explicación de lo que es la Ruptura Espontánea de

Simetría y el Mecanismo de Higgs debido su gran importancia para la física y para el SM. Seguido en el Capítulo 3 una introducción a lo que es el LHC, nos enfocaremos en el experimento ATLAS, donde se explica cada uno de sus subdetectores.

En el Capítulo 4 se hace un breve resumen de aspectos importantes de métodos estadísticos para el análisis de datos, sobre todo para la física de partículas. Se estudian conceptos como probabilidad, probabilidad frecuentista y Bayesiana, valor-p, función de verosimilitud, entre otros.

El Capítulo 5 describe la reconstrucción e identificación de los objetos físicos, en este caso los que son de relevancia para este trabajo: los electrones, fotones, muones y energía transversa perdida; siempre en el contexto de ATLAS y sus datos.

El Capítulo 6 describe la plataforma de ATLAS Open Data, lo que nos provee, y las diferentes herramientas computacionales, en especial en la cual se realizó este trabajo, llamada SWAN.

En el Capítulo 7 se hace una descripción de los bosones que son el propósito principal de este trabajo. Se hace un énfasis sobre todo en los diversos decaimientos del bosón de Higgs, y estudiar las búsquedas realizadas en los distintos canales de decaimiento a Baja Masa y Alta Masa.

El Capítulo 8 corresponde a la presentación de los resultados de los análisis de los bosones para cada uno de los siguientes canales, $W^\pm \rightarrow \ell^\pm \bar{\nu}_\ell$, $Z \rightarrow \ell^- \ell^-$ y $H \rightarrow \ell^\pm \nu \ell^\pm \nu$.

Finalmente en el Capítulo 9 se presentan las conclusiones.

Capítulo 2

El Modelo Estándar

El Modelo Estándar es una teoría de campos que describe las interacciones fuertes y electrodébiles basándose en las ideas de unificación y simetrías. Ésta es hasta el momento la mejor teoría que se tiene para explicar las partículas elementales y como tres de las cuatro fuerzas fundamentales (ver 2.1) están relacionadas [2].

El desarrollo del SM como la teoría que se conoce hoy en día, comenzó con el desarrollo de la teoría cuántica de campos que describe las interacciones electromagnéticas, llamada electrodinámica cuántica. Ésta tuvo sus inicios en 1920 con la formulación de una teoría cuántica que describía la radiación y su interacción con la materia, formulada por Dirac y siguió hasta que en 1965 con los aportes de Tomonaga, Schwinger y Feynman que les valió el premio Nobel.

En los 60's se desarrolló la teoría electrodébil unificando las interacciones débiles y electromagnéticas. Finalmente la teoría electrodébil y la cromodinámica cuántica se unieron formando el Modelo Estándar de las interacciones fundamentales[3].

Esta teoría se basa en dos familias de partículas elementales, los fermiones y los bosones, e incorpora las teorías de la electrodinámica cuántica, la teoría de los procesos electrodébiles de Glashow—Weinberg—Salam y la cromodinámica cuántica.

En tabla 2.1 se muestran las interacciones fundamentales, la fuerza relativa que tienen éstas respecto a la fuerza fuerte, la teoría en la cual está contenida cada interacción y sus respectivos mediadores [4].

Interacción	Fuerza	Teoría	Mediador
Fuerte	10	Cromodinámica	Gluón
Electromagnética	10^{-2}	Electrodinámica	Fotón
Débil	10^{-13}	Flavordynamics	W y Z
Gravitatoria	10^{-42}	Gravedad cuántica	Gravitón

Cuadro 2.1: Las Interacciones Fundamentales

2.1. Partículas Elementales

Dentro del Modelo Estándar las partículas están clasificadas por su espín, ya sea:

- Fermiones: Se caracterizan por tener un espín semi-entero y obedecen la estadística de Fermi-Dirac.
- Bosones: Son partículas que poseen espín entero y obedecen la estadística de Bose-Einstein, y su intercambio con los fermiones describen las interacciones fundamentales.

Más detalladamente las partículas elementales son las que se pueden ver a continuación:

$$\begin{array}{l}
 \text{Partículas Elementales} \left\{ \begin{array}{l}
 \text{Bosones} \left\{ \begin{array}{l} \gamma \rightarrow \text{Fuerza EM} \\ W^\pm, Z^0 \rightarrow \text{Fuerza Débil} \\ g \text{ (gluones)} \rightarrow \text{Fuerza Fuerte} \\ H \rightarrow \text{Bosón de Higgs} \end{array} \right. \\
 \text{Fermiones} \left\{ \begin{array}{l} \text{Quarks} \left\{ \begin{array}{l} ud \\ cs \\ tb \end{array} \right. \\ \text{Leptones} \left\{ \begin{array}{l} \nu_e \quad \nu_\mu \quad \nu_\tau \\ e \quad \mu \quad \tau \end{array} \right. \end{array} \right. \end{array} \right.
 \end{array}$$

2.1.1. Fermiones

Son los bloques que conforman todo lo que nos rodea. Consisten en dos tipos, los quarks y leptones. Cada grupo consiste en seis partículas, las cuales están relacionadas a pares o generaciones, siendo la primera generación la correspondiente a las partículas más estables y livianas, y las más pesadas y menos estables conforman la tercera generación.

Toda la materia estable en el universo está conformada por partículas de la primera generación, ya que todas las partículas pesadas decaen rápidamente al siguiente nivel más estable.

Los seis quarks están emparejados en tres generaciones, el *up* (u) y *down* (d) en la primera, seguidos por el *charm* (c) y *strange* (s), y después el *top* (t) y *bottom* (b). Aparte de seis sabores, los quarks también vienen en tres diferentes colores y solo se mezclan tal que se formen objetos sin color [4].

Los seis leptones están arreglados de una forma similar en tres generaciones. La primera el electrón (e) y el neutrino electrónico (ν_e), la segunda sería el muón (μ) y su neutrino muónico (ν_μ) y finalmente en la tercera esta el taón (τ) y el neutrino tauónico (ν_τ). Los e , μ , τ están cargados eléctricamente y poseen masas medibles, mientras que los neutrinos son eléctricamente neutros y poseen una masa muy pequeña, pero no despreciable. Cada quark y leptón tiene su correspondiente antipartícula y estas tienen carga eléctrica opuesta a la correspondiente partícula pero la masa es la misma. En la naturaleza los quarks se encuentran solo en configuraciones ligadas en los hadrones, a causa del fenómeno de confinamiento del color, y estos pueden formar uniones de tres quarks (bariones) o quark-antiquark (mesones).

2.1.2. Bosones

Como se menciona en la tabla 2.1 hay cuatro fuerzas fundamentales, y tres de esas cuatro resultan de intercambiar una partícula portadora de fuerza de espín entero, las cuales pertenecen al grupo de los bosones.

Cada fuerza fundamental tiene su correspondiente bosón, lo cual se explica a continuación [4]:

- La Fuerza Electromagnética (Fuerza EM): Hace que el e este ligado al núcleo en los átomos y es la responsable también de la formación de moléculas. Es mediada por el fotón (γ).
- La Fuerza Fuerte: Responsable de mantener unido al núcleo y está mediada por los gluones (g).
- La Fuerza Débil: Responsable de la desintegración radioactiva, siendo la más conocida el decaimiento beta, es mediada por el intercambio de bosones W y Z.



Figura 2.1: Vértice elemental para QED. Fuente: <http://www.quantumdiaries.org/tag/qed/>. Consultado: 30/01/2017

2.2. Las Teorías que Conforman el Modelo Estándar

Como se explicó en el proceso de la creación del SM, las tres fuerzas se convirtieron en una teoría unificada de fuerzas, lo cual empezó con el desarrollo de la electrodinámica cuántica, la teoría cuántica de campos de las interacciones electromagnéticas. Vamos a ver con detalle a continuación cada una de estas teorías.

2.2.1. Electrodinámica Cuántica

La electrodinámica cuántica o QED (del inglés *Quantum Electrodynamics*) es la versión cuántica del electromagnetismo clásico. Es la más antigua, simple y exitosa de las teorías dinámicas, las otras se modelaron a partir de ésta.

Consiste en las interacciones de fermiones cargados, específicamente electrones y fotones. Todos los fenómenos electromagnéticos se pueden reducir al siguiente proceso elemental (ver fig. 2.1) [4]:

$$e \rightarrow e + \gamma \quad (2.1)$$

Una partícula cargada e emite o absorbe un fotón (γ). Para procesos más complicados se combinan dos o mas réplicas del vértice primario, y se pueden recrear los procesos de aniquilación de pares, la dispersión de Bhabha, de Compton entre muchos más.

Es conveniente usar el formalismo lagrangiano para describir las interacciones entre fermiones dentro del SM. El lagrangiano es [[5],[6]] :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_f)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - g_e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\mathbf{A}_\mu, \quad (2.2)$$

- γ^μ son las 4 matrices (4 x 4) de Dirac

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix} \quad i = 1 \dots 3 \quad (2.3)$$

donde σ^i son las matrices de Pauli

- Todos los campos son funciones de puntos del espacio-tiempo $\psi(x)$, $\mathbf{A}_\mu(x)$.
- ψ son los espinores del campo de Dirac, son objetos de 4 componentes que representan a una partícula de espín 1/2 (fermiones). $\bar{\psi}$ es el espínor adjunto y está definido como $\bar{\psi} \equiv \psi^\dagger \gamma^0$. Donde $\psi^\dagger$ es el conjugado hermítico de ψ
- $\mathbf{A}_\mu$ es el campo vectorial que representa a una partícula de espín 1 (bosón)
- $F_{\mu\nu}$ es el Tensor de Intensidad de Campo y está definido como:

$$F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu \mathbf{A}_\nu - \partial_\nu \mathbf{A}_\mu, \quad (2.4)$$

donde ∂ es el cuadri-gradiente. Es un objeto matemático que describe el campo EM en el espacio-tiempo de un sistema físico

- m_f es la masa del fermión, que por estar tratándose de QED sería la masa del electrón (m_e)
- g_e es la constante de acoplamiento, proporcional a la carga del fermión en unidades de carga fundamentales del electrón

$$g_e \propto Q_f e.$$

Si se toma el primer término del lagrangiano de la ec. 2.2 y se le aplican las ecuaciones de Euler-Lagrange se obtiene la ecuación de Dirac, es decir describe a una partícula libre de espín 1/2 de masa m_f (e^- , e^+).

El segundo término da las ecuaciones de Maxwell para el espacio libre, y esto describe las propiedades de una partícula libre pero ahora con espín 1 y sin masa, como lo es un fotón.

Se tiene de esta forma por un lado la descripción de los electrones y fotones libres, en lo que se conoce como el lagrangiano Libre, el cual nos da información sobre la naturaleza de las partículas descritas y su propagación.

El último es el término de la interacción, contiene los espinores y el campo vectorial, es decir la interacción entre una partícula de espín 1/2 y una partícula de espín 1.

2.2.2. Cromodinámica Cuántica

La Cromodinámica Cuántica o QCD (del inglés *Quantum Chromodynamics*) es una teoría cuántica de campos que describe las interacciones fuertes. Es una teoría de calibre perteneciente al grupo $SU(3)$ (Ver Apéndice A). Esta teoría une a los quarks en la representación fundamental, que describe la parte de las interacciones fuertes en el SM. Tiene una escala de longitud o escala física alrededor de $l_s \sim 10^{-15}$ m, lo que en unidades naturales sería $\Lambda \simeq 250$ MeV, a distancias menores que $\frac{1}{\Lambda}$ la expansión de la perturbación funciona, y la teoría se comporta como cualquier otra teoría de campos. Para distancias mayores los cuantos de los campos fundamentales, quarks y gluones, no se propagan como partículas libres, y esto es el confinamiento del color [7].

Si se dispara un haz de electrones o fotones a un átomo se pueden liberar los electrones que contiene; si se le provee al haz una energía suficientemente grande. Análogamente se puede romper un núcleo en sus constituyentes bombardeándolo, con por ejemplo protones suficientemente energéticos. Lo que cambia entre un caso y el otro es la escala de la energía requerida para que ocurra ese proceso. Sin embargo, no se ha podido lograr el rompimiento de un hadrón para extraer sus quarks, sin importar la escala de energía y el tipo de partícula que se utilice. Se ha concluido entonces que los quarks no existen en un estado libre, solamente existen dentro de configuraciones de hadrones.

El *Confinamiento del Color* es el mecanismo encargado de mantener a los quarks y antiquarks permanentemente dentro de los hadrones. Para entender este mecanismo se puede considerar por ejemplo un mesón, que es la configuración de quarks más simple. En una primera aproximación un mesón está conformado por un par quark-antiquark (ver ecuación 2.60) y el campo del color, con todas sus partículas virtuales entre ellos. La distancia entre el quark y el antiquark oscila con una elongación máxima de 1 fm. La fuerza atractiva aumenta cuando la distancia aumenta. Si se quiere romper un mesón se pudiera bombardearlo con un electrón de alta energía. Cuando el electrón lo golpea puede ocurrir que el quark se separe del antiquark. En el caso de la fuerza electrostática cuando la distancia aumenta, la densidad de energía del campo decrece. El comportamiento del campo del color es distinto, por razones complejas que no van a ser explicadas en este trabajo, a distancias alrededor de fm el campo del color está concentrado en un “tubo”. Cuando la separación entre el quark y el antiquark aumenta la longitud del tubo aumenta, pero su diámetro se mantiene aproximadamente constante. Por tanto la densidad de energía del campo se mantiene constante y la energía total en el tubo aumenta proporcionalmente a su longitud. Cuando la energía del tubo es suficientemente grande es conveniente energéticamente hablando que se rompa el tubo, lo cual produce un par quark-antiquark a los nuevos dos extremos, como se muestra en la fig. (2.2). Si este proceso continúa, más

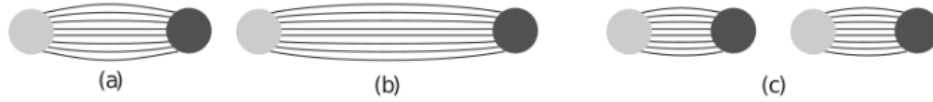


Figura 2.2: En la figura (a) se tiene un mesón, en la figura (b) la separación entre sus quarks constituyentes aumenta, por aumentar la energía del sistema; por último en la figura (c) el mesón se separó en dos mesones. Tomado de [3]

hadrones van a ser creados por la energía del campo del color, y éste es el proceso de hadronización. La explicación para los bariones es análogo, solo que ahora van a ser tres tubos de color [3].

En la cromodinámica el color tiene el papel que antes tenía la carga, y el proceso fundamental sería el siguiente (ver fig. 2.3):

$$q \rightarrow q + g. \quad (2.5)$$

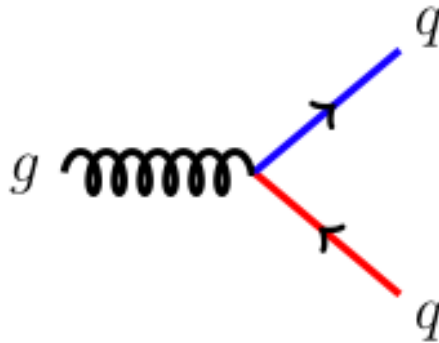


Figura 2.3: Vértice elemental para QCD. Fuente: <http://www.quantumdiaries.org/2010/12/page/2/> Consultado: 12/01/2017

Como en QED se combinan 2 o más vértices primarios para representar procesos más complicados.

Se dice que la fuerza entre 2 quarks es mediada por el intercambio de gluones.

La cromodinámica pudiera parecer a esta instancia similar a la electrodinámica, sin embargo hay diferencias importantes. Mientras que hay un solo tipo de carga eléctrica, la cual puede ser positiva o negativa pero es un solo valor, hay 3 tipos de color llamados: rojo, verde y azul. En el proceso fundamental mencionado antes (ec. 2.5) el color del quark debe cambiar, pero no su sabor, es decir la especie de partícula elemental. Un ejemplo de esto se puede ver diagrama de Feynman 2.3, donde un quark up azul pasa a ser up rojo. Tal

como antes que la carga se conservaba, el color ahora debe conservarse de la misma forma, y esto trae como consecuencia que el gluón debe cargar con la diferencia. En este caso una unidad de azul y menos una unidad de rojo. Los gluones son bicolorados, cargando una unidad positiva de color y otra negativa. Todo esto a diferencia de los fotones los cuales son neutros.

La *libertad asintótica* es una propiedad de algunas teorías de calibre como lo es QCD, en la cual algunas partículas como lo son los quarks poseen interacciones que se debilitan a distancias menores, a distancias pequeñas de menos del tamaño de un protón los quarks se mueven sin interactuar mucho, de forma libre, debido a que la constante de acoplamiento fuerte disminuye para distancias pequeñas, lo cual permite realizar cálculos perturbativos de secciones eficaces.

En QCD el lagrangiano es [6]:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \sum_k \left(i\bar{\Psi}_{(k)} \gamma^\mu D_\mu \Psi_{(k)} - m_{(k)} \bar{\Psi}_{(k)} \Psi_{(k)} \right), \quad (2.6)$$

el índice k corre en los seis sabores de los quarks.

La parte de la sumatoria es muy parecida a QED. Antes se introducía un término para un electrón o muón ahora se hace para cada quark por medio de la sumatoria. La diferencia principal de QCD con QED es sobre el acoplamiento minimal y la derivada. En el lagrangiano de QCD se introduce una derivada covariante. Otra de las diferencias que se presenta es sobre el tensor de campo ($G_{\mu\nu}^a$). Estos cambios son debidos a que el grupo de simetría para QCD es $SU(3)$ a diferencia de QED que es $U(1)$ (Ver Apéndice A). La derivada covariante y el tensor de campo tienen las siguientes expresiones:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (2.7)$$

$$D_\mu \Psi_{(k)} = (\partial_\mu + i g_s T^a A_\mu^a) \Psi_{(k)}, \quad (2.8)$$

El tensor de intensidad de campo es parecido a QED pero se le añade un termino extra.

A_μ^a son 8 campos vectoriales (Ver Apéndice A), representando los bosones del calibre de QCD, es decir los gluones.

f^{abc} son un conjunto de constantes que cumplen

$$[T^a, T^b] = i f^{abc} T^c, \quad (2.9)$$

llamadas constantes de estructura del grupo $SU(3)$. T^a son ocho matrices (3x3), y son llamadas los generadores del grupo.

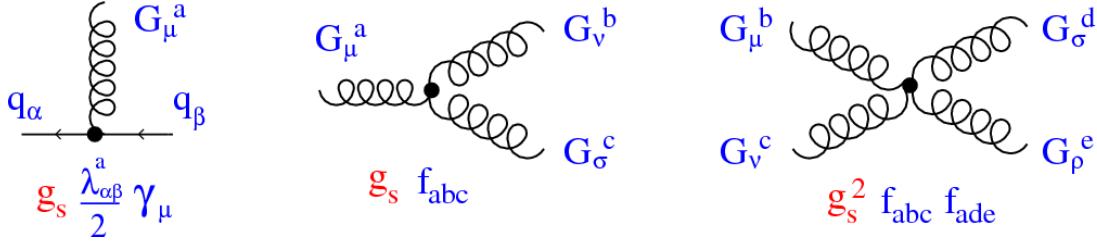


Figura 2.4: Interacciones de quarks con gluones. Tomado de [6]

Los términos de interacción que salen del lagrangiano son los siguientes:

$$\mathcal{L}_{QCD,int} = g_s \bar{\Psi} \gamma^\mu T^a \Psi A_\mu^a + g_s f^{abc} \partial_\mu A_\nu^a A^{b\mu} A^{c\nu} + g_s^2 f^{abc} f^{ade} A_\mu^b A_\nu^c A^{d\mu} A^{e\nu}, \quad (2.10)$$

en la expresión anterior se puede observar que se describen las interacciones de quarks con gluones, y se pueden ver en los vértices de la fig. 2.3. Donde el primero es debido a espinores interactuando con los campos vectoriales. El segundo y tercero son los campos vectoriales interactuando con ellos, 3 veces para el segundo y 4 veces para el tercero.

Por tanto los vértices de QCD son los anteriores (fig.2.4), donde los dos últimos son los vértices de autointeracción de gluones.

2.2.3. Teoría Electrodébil

La Teoría Electrodébil describe las fuerzas electromagnética y débil. De igual modo que ocurre con QCD y QED, la estructura de la teoría cuántica de las interacciones débiles está determinada por el requerimiento de una invariancia de calibre local del lagrangiano. Superficialmente estas fuerzas parecen ser diferentes, ya que la débil actúa solo para distancias más pequeñas que el núcleo atómico, mientras que la electromagnética se puede extender a distancias muy grandes, debilitándose por el inverso de la distancia al cuadrado. Comparando estas fuerzas sobre dos protones se evidencia que la fuerza débil es 10 millones de veces menor que la fuerza electromagnética, sin embargo uno de los descubrimientos más relevantes del siglo pasado es que estas dos fuerzas son diferentes facetas de una sola, más fundamental fuerza electrodébil [8].

Los cuantos del campo débil se acoplan, a diferencia de los gluones, con igual fuerza, con leptones y con quarks, esto se puede ver por los procesos de decaimiento beta ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) y con procesos de decaimientos puramente leptónicos como lo es el siguiente $\nu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$. Una característica importante de este proceso es que cambia el sabor de los leptones y quarks involucrados, es decir cambia un quark down en un quark up, y

un muón en un electrón. Los cuantos del campo débil tienen carga eléctrica, a diferencia de los gluones y fotones, y existen positivos, negativos ($W^\pm$) y neutros (Z^0).

En los 60's Sheldon Lee Glashow, Abdus Salam, and Steven Weinberg independientemente descubrieron que se podía construir una teoría invariante de calibre de la fuerza débil, siempre y cuando también se incluyera la fuerza electromagnética. Su teoría requería la existencia de cuatro partículas portadoras sin masa, dos eléctricamente cargadas y dos neutras (γ, W^+, W^-, Z), para mediar las interacciones electrodébiles unificadas. El rango tan pequeño de la fuerza débil indica, sin embargo, que está mediada por partículas masivas. Esto explica que la simetría subyacente de la teoría está oculta o rota, por algún mecanismo que le da masa a las partículas que se intercambian en las interacciones débiles, pero no a los fotones, los cuales se intercambian en las interacciones electromagnéticas. El mecanismo que se pensaba involucra una interacción adicional con un campo todavía no visto para la época, llamado el campo de Higgs.

2.3. Ruptura Espontánea de Simetría y Mecanismo de Higgs

Una combinación de las teorías de las interacciones electrodébiles y fuertes puede ser hecha para formar una teoría unificada de todas las fuerzas fundamentales, exceptuando la gravedad. Sin embargo, como con las teorías individuales, los campos que se deben incluir para conservar la simetría local de calibre (identificados con el γ, W^+, W^-, Z y gluones) necesitan no tener masa, lo mismo para los fermiones bajo $SU(2)_L$ (Ver Apéndice A). Pero experimentalmente los W^+, W^-, Z y los fermiones son partículas masivas. Usando la ruptura espontánea de simetría y el mecanismo de Higgs se puede adoptar una teoría de calibre tal que se puedan incorporar campos de calibre masivos.

La ruptura espontánea de simetría o SSB por sus siglas en inglés de *Spontaneous Symmetry Breaking*, es un proceso, en el cual un sistema físico que está en un estado simétrico pasa a estar en un estado no simétrico. En particular describe ciertos sistemas en los cuales el lagrangiano cumplan con ciertas simetrías, pero en el estado de menor energía del sistema las soluciones a estas ecuaciones no sean invariantes a las mismas simetrías que antes [9].

Un ejemplo clásico para un sistema que tiene un lagrangiano que es invariante a una cierta simetría pero que al escoger un mínimo de energía diferente no lo sigue siendo es el caso de los ferroimanes, donde el lagrangiano que describe la interacción de espín-espín es invariante bajo rotaciones tridimensionales [10]. El ferroimán es el sistema canónico donde se rompe espontáneamente la simetría continua del espín para temperaturas por debajo

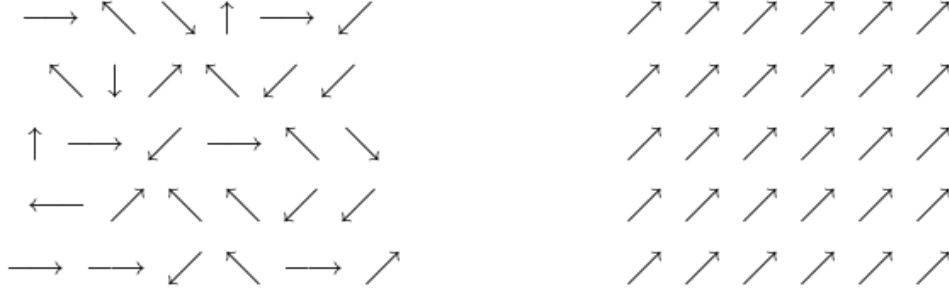


Figura 2.5: Representación de la orientación del espín para las fases a la izquierda paramagnéticas y a la derecha ferromagnéticas. Tomado de [11]

de la temperatura de Curie, que es la temperatura máxima en donde desaparecen las propiedades ferromagnéticas como resultado de la agitación térmica para los ferroimanes; y que $h = 0$, donde h es el campo magnético externo. Por encima de la temperatura de Curie (T_C), el sistema de espín está completamente desordenado, fase paramagnética, y por tanto el mínimo de energía es también invariante a $SO(3)$, como se ve a la izquierda de la figura (2.5). Sin embargo, para temperaturas por debajo de (T_C), está la fase ferromagnética y ocurre una magnetización espontánea del sistema, alineando los espines en una dirección específica, como se muestra a la derecha de la figura (2.5). En este caso, el mínimo de energía no es invariante bajo rotaciones del grupo de $SO(3)$.

Como ejemplo de SSB, siguiendo la presentación de [4], se tiene que si se parte del siguiente lagrangiano:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 - \frac{1}{4} \lambda^2 \phi^4, \quad (2.11)$$

donde μ y λ son constantes reales; y se compara con el lagrangiano de Klein-Gordon, mostrado en la ecuación 2.12, que permite describir una partícula de espín cero y masa m [4]:

$$\mathcal{L}_{KG} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \phi^2, \quad (2.12)$$

entonces el segundo término de 2.11 se ve como un término de masa, y el tercero como uno de interacción. Sin embargo, se ve que el signo del segundo término, que está relacionado con la masa de la partícula en cuestión es incorrecto, ya que indicaría que la masa m es imaginaria. Este problema aparente se resuelve al reparametrizar el campo ϕ para que esté centrado en uno de los mínimos ($\pm v$) del potencial

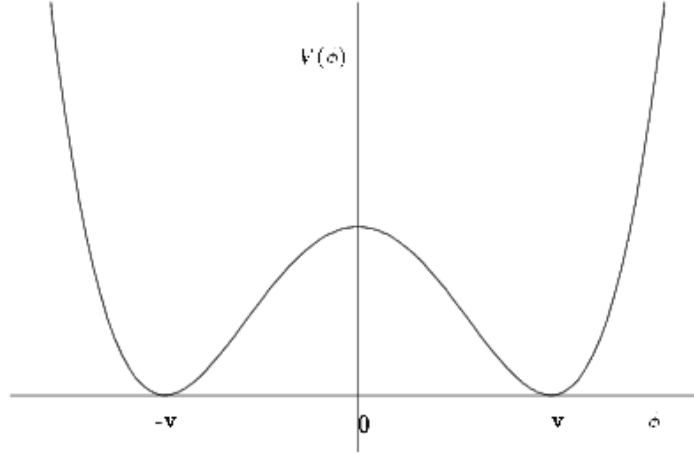


Figura 2.6: Potencial para un campo escalar real con ruptura espontánea. Tomado de [11]

$$\mathcal{V}(\phi) = -\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda^2\phi^4 \quad (2.13)$$

$$\phi = \pm \mu/\lambda \equiv \pm v. \quad (2.14)$$

Como se ve representado en la figura (2.6), o se vive en el mínimo de energía $\langle\phi\rangle = +v$ o en $\langle\phi\rangle = -v$; en cualquier caso la simetría se rompe. Esto se llama ruptura espontánea porque el lagrangiano original tiene simetría, sólo que el mínimo de energía no está en la posición simétrica.

Como se formula en [4], se va a introducir entonces una nueva variable de campo, que va a permitir ver la ruptura más claramente, escogiendo uno de los dos mínimos de energía posibles, en este caso $\langle\phi\rangle = +\mu/\lambda$, esto se define como:

$$\eta \equiv \phi + \frac{\mu}{\lambda}. \quad (2.15)$$

En términos de η el lagrangiano propuesto inicialmente pasa a ser

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) - \mu^2\eta^2 + \mu\lambda\eta^3 - \frac{1}{2}\lambda^2\eta^4 + \frac{1}{4}\left(\frac{\mu^2}{\lambda}\right)^2. \quad (2.16)$$

Ahora el segundo término es el término de la masa y con el signo correcto. Si se compara con el lagrangiano de Klein-Gordon se llega a que

$$m_\eta = \frac{\sqrt{2}\mu\hbar}{c}. \quad (2.17)$$

El tercer y cuarto término representan el acoplamiento y el último es constante y no tiene relevancia.

Para ese lagrangiano no hay más simetría $\eta \rightarrow -\eta$, sin embargo ahora tiene una masa bien definida como ya se calculó.

Los lagrangianos de las ecuaciones 2.11 y 2.16 representan el mismo sistema físico, solo que cambia la notación, ya que el primero no era apto para los cálculos de Feynman. Solo de la segunda forma se puede llegar a un término para la masa y los factores de acoplamiento.

Entonces se pudo verificar que tal como lo establece el fenómeno de SSB, inicialmente el lagrangiano propuesto (ec. 2.11) era par, invariante a $\phi \rightarrow -\phi$, pero el lagrangiano reformulado (ec 2.16) no es par en η , la simetría fue rota, sin embargo no es que ésta se pierde, sino que el mínimo de energía que se ha escogido no la posee. Pero para usar el formalismo de Feynman se está obligado a trabajar con uno solo de ellos y esto daña la simetría.

2.3.1. Ruptura Espontánea de Simetría en el Campo Escalar Complejo

Consideremos la generalización del lagrangiano anterior a un campo escalar complejo

$$\phi \equiv \phi_1 + i\phi_2. \quad (2.18)$$

Sustituyendo los campos en la ecuación anterior pasa a ser

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_1)(\partial^\mu \phi_1) + \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_2)(\partial^\mu \phi_2) + \frac{1}{2}\mu^2(\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{1}{4}\lambda^2(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2. \quad (2.19)$$

Esta ecuación es idéntica a la ec. 2.11, excepto que ahora hay dos campos ϕ_1 y ϕ_2 . De igual forma la función energía potencial es

$$\mathcal{V} = -\frac{1}{2}\mu^2(\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{1}{4}\lambda^2(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2. \quad (2.20)$$

Para encontrar el mínimo se hace

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial(\phi_1^2 + \phi_2^2)} &= -\frac{1}{2}\mu^2 + \frac{1}{2}\lambda^2(\phi_1^2 + \phi_2^2) = 0. \\ (\phi_{1_{min}}^2 + \phi_{2_{min}}^2) &= \frac{\mu^2}{\lambda^2} = v^2. \end{aligned} \quad (2.21)$$

El mínimo es un círculo de radio v , tal como se ve en la figura (2.7).

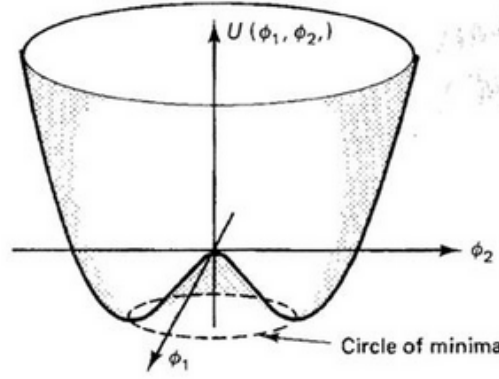


Figura 2.7: El estado de mínima de energía va a ser el estado donde U es mínimo, realmente hay infinito número de estados así que están sobre el círculo de radio v . Tomado de [4]

Para poder aplicar los cálculos de Feynman, se debe expandir para un estado base particular, en este caso se toma:

$$\phi_{1\min} = \frac{\mu}{\lambda}; \quad \phi_{2\min} = 0. \quad (2.22)$$

Se realiza como en la parte anterior, en el cambio propuesto en 2.15 solo que ahora para dos campos,

$$\eta \equiv \phi_1 - \frac{\mu}{\lambda}; \quad \xi \equiv \phi_2. \quad (2.23)$$

Reescribiendo el lagrangiano de 2.16 en términos de estas nuevas variables, se obtiene

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} \left(\partial_\mu \left(\eta + \frac{\mu}{\lambda} \right) \partial^\mu \left(\eta + \frac{\mu}{\lambda} \right) \right) + \frac{1}{2} \partial_\mu \xi \partial^\mu \xi + \frac{1}{2} \mu^2 \left(\left(\eta + \frac{\mu}{\lambda} \right)^2 + \xi^2 \right) - \frac{1}{4} \lambda^2 \left(\left(\eta + \frac{\mu}{\lambda} \right)^2 + \xi^2 \right)^2 \\ \mathcal{L} &= \frac{1}{2} \partial_\mu \eta \partial^\mu \eta + \frac{1}{2} \partial_\mu \xi \partial^\mu \xi + \frac{1}{2} \mu^2 \left(\left(\eta + \frac{\mu}{\lambda} \right)^2 + \xi^2 \right) - \frac{1}{4} \lambda^2 \left(\left(\eta + \frac{\mu}{\lambda} \right)^2 + \xi^2 \right)^2 \\ \mathcal{L} &= \left(\frac{1}{2} \partial_\mu \eta \partial^\mu \eta - \mu^2 \eta^2 \right) + \left(\frac{1}{2} \partial_\mu \xi \partial^\mu \xi \right) - \left[\mu \lambda \left(\eta^3 + \eta \xi^2 \right) + \frac{\lambda^2}{4} \left(\eta^4 + \xi^4 + 2\eta^2 \xi^2 \right) \right] + \frac{\mu^4}{4\lambda^2} \end{aligned} \quad (2.24)$$

El primer término es el lagrangiano libre de Klein-Gordon, descrito en la ecuación 2.12, para un campo η , con una masa de

$$\begin{aligned} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 &= 2\mu^2. \\ m_\eta &= \frac{\sqrt{2}\mu\hbar}{c}. \end{aligned} \quad (2.25)$$

El segundo término es el lagrangiano libre para el campo ξ , para el cual

$$m_\xi = 0. \quad (2.26)$$

Y el tercer término define los cinco acoplamientos entre los campos η y ξ .

Este Lagrangiano no es simétrico, la simetría que había en un principio en la ec. 2.19 ha sido rota por la selección de un estado particular de mínimo de energía.

Algo muy relevante es el hecho de que uno de los campos, en este caso ξ no posee masa, y esto ocurre siempre, la ruptura espontánea de simetría siempre está acompañada por la producción de una o más partículas escalares (espin-0) sin masa, las cuales son llamadas bosones de Goldstone, esto se prueba por el *teorema de Goldstone* [4], el cual dice que la ruptura espontánea de simetría U(1) global implica la existencia de un bosón de masa cero, el bosón de Goldstone. Por ejemplo, para los sistemas físicos de los ferroimanes y los cristales, la simetría rota es la invariancia rotacional y la invariancia translacional, y los bosones no masivos que se producen están relacionadas con ondas de espín y fonones[12].

2.3.2. Mecanismo de Higgs (Caso Abelian)

Hasta ahora se ha estudiado el rompimiento de simetrías globales. Ahora se pasará a estudiar el caso en que la teoría tiene simetrías de calibre.

Escribimos el lagrangiano de la ecuación 2.19 en términos del campo complejo de 2.18 de forma explícita

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^* (\partial^\mu \phi) + \frac{1}{2}\mu^2(\phi^* \phi) - \frac{1}{4}\lambda^2(\phi^* \phi)^2. \quad (2.27)$$

La transformación global viene dada por:

$$\phi \rightarrow e^{i\theta} \phi. \quad (2.28)$$

donde θ es un número real, independiente de los puntos del espacio, bajo esta transformación el campo conjugado pasa a ser $\bar{\phi} \rightarrow e^{-i\theta} \bar{\phi}$, al hacer $\bar{\phi}\phi$, se cancelan las exponenciales que es donde esta la transformación, y por lo tanto

$$\mathcal{L} \rightarrow \bar{\mathcal{L}} = \frac{1}{2}(\partial_\mu e^{-i\theta} \phi)^* (\partial^\mu e^{+i\theta} \phi) + \frac{1}{2}\mu^2(e^{-i\theta} \phi^* e^{+i\theta} \phi) - \frac{1}{4}\lambda^2(e^{-i\theta} \phi^* e^{+i\theta} \phi)^2 = \mathcal{L}.$$

Pero si ahora la fase es diferente para diferentes puntos espacio temporales, es decir si θ es una función de x^μ , significa que la acción del grupo de simetría y puede actuar de forma distinta en diferentes puntos, esto sería entonces una *transformación local* de

calibre. Una transformación local de calibre no es un subconjunto de las transformaciones de calibre globales, y viene dada por,

$$\phi \rightarrow e^{iQ\theta(x)}\phi, \quad (2.29)$$

Q es el generador asociado al grupo Abelian $U(1)$ (Ver Apéndice A). El lagrangiano no es invariante bajo las transformaciones de fase locales, ya que queda un término extra de la derivada de θ que no se anula,

$$\begin{aligned} \partial_\mu(e^{i\theta}\phi) &= e^{i\theta}[\partial_\mu + i\partial_\mu\theta(x)]\phi(x); & (\partial_\mu\theta) \neq 0 \\ \partial_\mu\phi\partial^\mu\phi^* &\rightarrow [\partial^\mu + i\partial^\mu\theta(x)]\phi^*[\partial_\mu + i\partial_\mu\theta(x)]\phi. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Se quiere que el lagrangiano completo sea invariante bajo la transformación de fase local, para ello se está obligado a añadir algo, tal que se absorba el término extra que queda en el lagrangiano mostrado en 2.31. Se introduce un campo de calibre sin masa A^μ , y se reemplaza la derivada normal por una covariante; para el caso Abelian la derivada covariante es,

$$\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu + i\frac{q}{\hbar c}A_\mu. \quad (2.31)$$

De esta forma el lagrangiano queda,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left[\left(\partial_\mu - i\frac{q}{\hbar c}A_\mu \right) \phi^* \right] \left[\left(\partial^\mu - i\frac{q}{\hbar c}A^\mu \right) \phi \right] + \frac{1}{2}\mu^2(\phi^*\phi) - \frac{1}{4}\lambda^2(\phi^*\phi)^2 - \frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}, \quad (2.32)$$

donde $F_{\mu\nu}$, para el caso Abelian, es igual a la ecuación 2.4. Esta construcción permite acoplar el campo escalar complejo a uno de calibre.

Para tener una mejor idea acerca de las transformaciones locales y globales, vamos a partir de la idea básica del oscilador armónico en el plano [13], en coordenadas polares

$$y = A \sin \omega t \quad x = B \cos \omega t$$

Pasando esto a variable compleja

$$\begin{aligned} Z &= x + iy \\ Z = re^{i\theta}; \quad r &= \sqrt{x^2 + y^2}; \quad \theta = \arctan \frac{y}{x}. \end{aligned}$$

La ecuación del oscilador es entonces

$$\frac{d^2 Z}{dt^2} + \omega^2 Z = 0.$$

Si se multiplica la ecuación por $e^{-i\alpha}$ es decir se hace un cambio de fase, se redefine Z como $Z' = Ze^{-i\alpha}$, se obtiene entonces,

$$\frac{d^2 Z}{dt^2} + \omega^2 Z = 0 \rightarrow \frac{d^2 Z'}{dt^2} + \omega^2 Z' = 0.$$

Nada ha cambiado, el valor absoluto de θ es irrelevante, eso quiere decir que hay invariancia global de calibre para θ independiente de t .

Ahora para el caso en que $\alpha = \alpha(t)$, se tiene una transformación local de calibre,

$$e^{i\alpha(t)} \quad \text{No se puede absorber en el } Z'$$

$$\frac{d^2 Z'}{dt^2} = \frac{d^2}{dt^2} [Z(t)e^{-i\alpha(t)}]; \quad \text{donde } \frac{d\alpha(t)}{dt} \neq 0.$$

La invariancia se puede conseguir nuevamente compensando el hecho de que el parámetro ahora depende del tiempo, esto se consigue reemplazando

$$\frac{d}{dt} \rightarrow \frac{d}{dt} - iA(t)$$

Con la propiedad de que

$$\begin{aligned} \text{si:} \quad & \theta \rightarrow \theta - \alpha(t), \\ \text{entonces:} \quad & A(t) \rightarrow A(t) - \frac{d\alpha(t)}{dt}. \end{aligned}$$

$A(t)$ es el compensador $\equiv$ Campo de Calibre.

Al ser $\alpha = \alpha(t)$, se rota el marco de referencia con $\omega = \frac{d\alpha(t)}{dt}$, y esto ocasiona fuerzas ficticias (centrífuga - coriolis); $A(t)$ genera estas fuerzas.

Ahora se repiten los pasos anteriores pero para el lagrangiano localmente invariante, definiendo los siguientes campos

$$\eta \equiv \phi_1 - \frac{\mu}{\lambda}; \quad \xi \equiv \phi_2. \quad (2.33)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & \left[\frac{1}{2} (\partial_\mu \eta) (\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 \right] + \left[\frac{1}{2} (\partial_\mu \xi) (\partial^\mu \xi) \right] \\
& + \left[-\frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \left(\frac{q}{\hbar c} \frac{\mu}{\lambda} \right)^2 A_\mu A^\mu \right] \\
& + \left[\frac{q}{\hbar c} (\eta (\partial_\mu \xi) - \xi (\partial_\mu \eta)) A^\mu + \frac{\mu}{\lambda} \left(\frac{q}{\hbar c} \right)^2 \eta (A_\mu A^\mu) \right. \\
& + \frac{1}{2} \left(\frac{q}{\hbar c} \right)^2 (\xi^2 + \eta^2) (A_\mu A^\mu) - \lambda \mu (\eta^3 + \eta \xi^2) - \frac{1}{4} \lambda^2 (\eta^4 + 2\eta^2 \xi^2 + \xi^4) \left. \right] \\
& + \left(\frac{q}{\hbar c} \frac{\mu}{\lambda} \right) (\partial_\mu \xi) A^\mu + \left(\frac{\mu^2}{2\lambda} \right)^2.
\end{aligned} \tag{2.34}$$

La primera línea tal como la ec. 2.24, representa una partícula escalar (η) de masa $\sqrt{2}\mu\hbar/c$, y un bosón de Goldstone sin masa (ξ). La segunda línea describe el campo de calibre libre A^μ , pero ahora adquirió masa:

$$m_A = 2\sqrt{\pi} \left(\frac{q\mu}{\lambda c^2} \right). \tag{2.35}$$

Sin embargo todavía está el bosón de Goldstone que no se quiere. Si se observa la cantidad en la última línea de 2.34

$$\left(\frac{q}{\hbar c} \frac{\mu}{\lambda} \right) (\partial_\mu \xi) A^\mu.$$

Este término proporciona la interacción entre ξ y A , de esa forma se ve que ξ se convierte en A y viceversa, pero esto significa que ninguno de los dos existe como una partícula independiente y libre. Esa expresión debería ser interpretada en cambio como un término no diagonal de la matriz de masas (ec.2.36), lo cual indica que se ha identificado incorrectamente los campos fundamentales en la teoría. Los campos físicos son aquellos que M es diagonal y por tanto no pueden ocurrir transiciones directas de un campo al otro.

$$M = \begin{bmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{bmatrix} \tag{2.36}$$

Este problema puede ser resuelto explotando la invariancia local de calibre de $\mathcal{L}$, de la ec. 2.32. Si se escribe la transformación de ec. 2.29 en términos de su parte real e imaginaria se obtiene,

$$\begin{aligned}
\phi \rightarrow \phi' &= (\cos \theta + i \sin \theta) (\phi_1 + i \phi_2) \\
&= (\phi_1 \cos \theta - \phi_2 \sin \theta) + i (\phi_1 \sin \theta + \phi_2 \cos \theta).
\end{aligned} \tag{2.37}$$

Si se escoge

$$\theta = -\tan^{-1}\left(\frac{\phi_2}{\phi_1}\right). \quad (2.38)$$

significa que

$$\frac{\phi_1 \sin \theta + \phi_2 \cos \theta}{\phi_1 \cos \theta - \phi_2 \sin \theta} = -\frac{\phi_2}{\phi_1},$$

y la única forma de que se cumpla esta igualdad es que $\cos \theta = 1$ es decir que ϕ' es real, lo cual es igual a decir que $\phi_2 = 0 = \xi$

El lagrangiano va a tener la misma forma que tenía antes, con la diferencia que ahora $\xi = 0$, la ecuación 2.36 se reduce a

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \left[\frac{1}{2} (\partial_\mu \eta) (\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 \right] + \left[-\frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \left(\frac{q}{\hbar c} \frac{\mu}{\lambda} \right)^2 A_\mu A^\mu \right] \\ & + \left[\frac{\mu}{\lambda} \left(\frac{q}{\hbar c} \right)^2 \eta (A_\mu A^\mu) + \frac{1}{2} \left(\frac{q}{\hbar c} \right)^2 \eta^2 (A_\mu A^\mu) - \lambda \mu \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda^2 \eta^4 \right] \\ & + \left(\frac{\mu^2}{2\lambda} \right)^2. \end{aligned} \quad (2.39)$$

Por medio de una escogencia astuta de calibre se eliminó el bosón de Goldstone, se obtiene entonces un solo escalar masivo η , el cual sería el Higgs, y un campo de calibre masivo A^μ .

Es importante destacar que los lagrangianos de 2.34 y 2.40 describen exactamente el mismo sistema físico; todo lo que se hizo fue seleccionar un calibre conveniente en la ecuación 2.39 y reescribir los campos en términos de las fluctuaciones al rededor de un estado base en particular, como se definió en 2.33. En este procedimiento se puede observar que cuando un campo vectorial sin masa tiene dos grados de libertad (polarización transversa); cuando A^μ adquiere masa, adquiere un tercer grado de libertad (polarización longitudinal). Este grado extra de libertad viene del bosón de Goldstone, el cual desaparece de la teoría. El campo de calibre se come el bosón de Goldstone, por lo cual adquiere masa y un tercer grado de libertad [4].

Este es el mecanismo de Higgs, y la masa del campo de calibre es la manifestación clásica de la ruptura de la simetría $U(1)$. De acuerdo con el SM, el mecanismo de Higgs es el responsable de las masas de los bosones de calibre de las interacciones débiles ($W^\pm$; Z^0), se está hablando entonces de las simetrías no-Abelianas (Ver Apéndice A), cuando la masa explícita de los bosones de calibre destruye la renormalizabilidad. Además en este caso, donde se quiere dar masa a los bosones ya mencionados, se debe también romper la simetría de $SU(2)$.

2.3.3. Simetrías no-Abelianas

Decimos que hay una simetría G , cuando un sistema físico se mantiene invariante bajo la transformación dada por G , o de igual forma cuando el lagrangiano del sistema es invariante. Este conjunto de simetrías G , independientes de un sistema, genera una estructura algebraica de grupo, en tal caso se dice que hay un grupo de simetría (Ver Apéndice A) [14].

Para obtener lagrangianos bajo transformaciones locales se utiliza el principio de calibre o gauge, el cual consiste en introducir nuevos campos en el lagrangiano de tal manera que cancelen los términos que rompen la invariancia de éste, como se hizo en la ecuación 2.31, cuando se introdujo un campo de calibre sin masa A^μ , y se reemplazó la derivada normal por una covariante. Así, por cada generador del grupo se introduce un campo adicional (campo de calibre), el cual está asociado a las interacciones, es decir, con cada interacción se puede asociar un grupo de simetrías y un conjunto de campos de calibre [14].

Anteriormente cuando se escogió un campo escalar complejo se hizo uso de la invariancia de simetría Abelianas; cuando al lagrangiano de la ec. 2.29 se le aplicó una transformación local de calibre $U(1)$, mostrada en la ecuación (2.31), es decir:

$$\phi \xrightarrow{U(1)} \phi'(x) = e^{iQ\theta(x)}\phi,$$

donde como se mencionó antes, Q es el generador asociado al grupo Abeliano (Ver Apéndice A). Después de la transformación local de calibre el lagrangiano no se mantuvo invariante, debido al término extra de la ecuación 2.31, y por ello el principio de calibre apareció como requerimiento para asegurar que la invariancia de la fase $U(1)$ se mantenga localmente, al introducir ecuación 2.31, donde está el campo de calibre A_μ ; y usando el tensor de intensidad $F^{\mu\nu}$ Abeliano de la ecuación 2.4, se mantiene invariante bajo la transformación de calibre dada, tal que $F'_{\mu\nu} = F_{\mu\nu}$ [14].

Procediendo análogamente al caso anterior Abeliano, se quiere imponer que el lagrangiano de ecuación 2.27 sea invariante bajo una transformación local de calibre G [14],

$$\phi \xrightarrow{G} \phi'(x) = U\phi,$$

tal que $UU^\dagger = U^\dagger U = 1$, el $\det|U| = 1$, y $G = SU(N)$ representa un grupo de Lie no-Abeliano (Ver Apéndice A), por tanto [14]

$$\phi \xrightarrow{G} \phi'(x) = e^{iT_a\theta^a(x)}\phi \quad \text{con} \quad T_a = \frac{t_a}{2}, \quad (2.40)$$

donde $\theta^a(x)$ son los parámetros arbitrarios que son funciones de cada punto del espacio-tiempo y t_a ($a = 1, 2 \dots N^2 - 1$) son los generadores del grupo de Lie $SU(N)$ (Ver Apéndice A), que satisfacen la respectiva álgebra de Lie [14]:

$$[t_a, t_b] = iC_{abc}t_c, \quad (2.41)$$

donde C_{abc} es la constante de estructura del álgebra de Lie. Para el caso específico del SM, se toma precisamente el ejemplo de una simetría $SU(2)$ con una representación escalar, se escoge el doblete [11]:

$$\Phi(x) \rightarrow e^{-i\frac{\sigma_i}{2}\theta^i} \Phi = e^{-i\frac{\sigma_i}{2}\alpha(\vec{x})} \Phi, \quad (2.42)$$

donde σ_i ($i = 1, 2, 3$) son las matrices de Pauli, que corresponden a los generadores del grupo Abelian $U(1)$ y no-Abeliano $SU(2)$ respectivamente. Éstas cumplen las reglas de conmutación del álgebra de Lie para $SU(2)$

$$[\sigma_i, \sigma_j] = 2i\epsilon_{ijk}\sigma_k \quad (2.43)$$

Las matrices de Pauli son tres, al igual que la dimensión del álgebra de Lie para el grupo $SU(2)$. En su representación lineal más común tiene la siguiente forma [15]:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

Si se redefine el mínimo de la energía, que se propuso como el potencial de la ecuación 2.13 de la siguiente forma [16]:

$$V(\Phi) = \frac{\lambda}{4}(\Phi^\dagger\Phi - v^2)^2, \quad (2.45)$$

con $\lambda > 0$ y $v^2 > 0$, el mínimo se encuentra fuera del origen, $\langle\Phi^\dagger\Phi\rangle = v^2$ y la simetría se rompe espontáneamente. La escogencia de

$$\langle\Phi\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

Muestra que ningún generador del grupo $SU(2)$ anula el vacío, esto es

$$\sigma_i\langle\Phi\rangle \neq 0.$$

Por lo tanto la simetría está completamente rota [11].

En la teoría cuántica de campos o QFT (del inglés *Quantum Field Theory*), el estado cuántico de vacío o el estado de vacío es un estado cuántico con el mínimo estado posible de energía. Un valor distinto de cero para el vacío en QTF puede ser descrito por la teoría de perturbaciones, así las propiedades del vacío son análogas a las propiedades del estado base del oscilador armónico cuántico en la mecánica cuántica. Para el caso de interés de este trabajo, en el SM el valor de expectación diferente de cero para el campo de Higgs, ya calculado previamente por ejemplo en la ecuación 2.21, viene del proceso de SSB [17].

Caso Global

Se puede escribir [11]:

$$\Phi = e^{iG_i(x)\frac{\sigma_i}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \rho(x) \end{pmatrix}. \quad (2.47)$$

Esta ecuación nos dice que los tres campos G_i tienen masa cero, puesto que $V(\Phi)$ no depende de G_i . Ésta es la versión general del teorema de Goldstone: a cada generador del grupo que no se anule en el vacío, corresponde un bosón de Goldstone de masa cero [11].

Caso Local

Tal como en el caso Abelian, éste es el de mayor interés. Para poder mantener la invariancia se requiere nuevamente el principio de calibre. Se introducen $N^2 - 1$ campos de calibre G_μ^a , equivalente al mismo número de generadores del grupo G [14].

Para el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, con el vacío de la ecuación 2.46 [16]:

1. $SU(2)_L$

$$\begin{aligned}
 G_1 \langle 0 | \Phi | 0 \rangle &= \frac{\sigma_1}{2} \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \neq 0 \\
 G_2 \langle 0 | \Phi | 0 \rangle &= \frac{\sigma_2}{2} \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ iv \end{pmatrix} \neq 0 \\
 G_3 \langle 0 | \Phi | 0 \rangle &= \frac{\sigma_3}{2} \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0
 \end{aligned} \tag{2.48}$$

 2. $U(1)_Y$

$$G_Y \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0 \tag{2.49}$$

Ninguno de los generadores del grupo $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ aniquilan el vacío. En el $SU(2) \times U(1)_Y$, una parte del $SU(2)_L$ y una del $U(1)_Y$ se mezclan en la ruptura de simetría y hacen un $U(1)_{EM}$; $SU(2)_L \times U(1)_Y \supset U(1)_{EM}$, el generador de $U(1)_{EM}$ [Q], debe ser la suma de $U(1)_Y$ y la diagonal del generador de $SU(2)_L$ (ecuación 2.58) [16], y para este grupo se cumple que $Q = Q_{EM}$ deja el vacío invariante,

$$Q \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = (T_3 + Y) \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = 0. \tag{2.50}$$

Esto trae como consecuencia que $m_\gamma = 0$.

Los grados de libertad de los bosones de Goldstone son transferidos para crear la polarización longitudinal de los bosones de calibre masivos [16].

Se define de forma general, para el caso no-Abeliano la derivada covariante como [14]

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ig T_a G_\mu^a. \tag{2.51}$$

Por cada generador del grupo se introduce un campo de calibre que está asociado a las interacciones. La constante g funciona como acoplamiento y caracteriza la intensidad de la interacción.

Para el caso específico de $G = SU(2) \times U(1)$, la derivada covariante tiene la forma [16]:

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + i \frac{g'}{2} Y_\mu - ig \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu^j, \tag{2.52}$$

B_μ es el campo de calibre requerido para que la invariancia de la teoría se mantenga bajo la transformación Abelianas $U(1)$, y W_μ^j ($j = 1, 2, 3$), son los 3 campos de calibre asociados a $W^\pm$ y Z para mantener la invariancia bajo las transformaciones no-Abelianas $SU(2)$.

Si se hace la transformación de calibre [11]:

$$\Phi \rightarrow e^{i\frac{\sigma_i}{2}G_i(x)}\Phi. \quad (2.53)$$

Los bosones de calibre se ponen masivos a través del término

$$\frac{1}{2}|D_\mu\langle\Phi\rangle|^2 = \frac{1}{2}g^2v^2(W_1^2 + W_2^2 + W_3^2). \quad (2.54)$$

Los tres bosones de calibre adquieren una masa de $m_W = gv$, son tres grados de libertad que corresponden a los 3 campos desaparecidos G_i .

Para el SM, con el campo de Higgs transformando como un doblete bajo el grupo $SU(2)_L$ es [11]:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.55)$$

tiene una carga $Y = 1$ bajo $U(1)$

$$Y\Phi = \Phi.$$

Si se escoge un potencial como en la ecuación 2.46, con λ y $v^2 > 0$, se garantiza la ruptura espontánea de simetría, pues de los posibles mínimos que satisfacen $\langle\Phi^\dagger\Phi\rangle = v^2$ se puede escoger

$$\langle\Phi^\dagger\Phi\rangle = \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

y es claro que como en las ecuaciones 2.48, 2.49 y 2.50, el único que deja el vacío invariante es Q , tal que el grupo $SU(2)_L \times U(1)$ se rompe espontáneamente a $U(1)_{EM}$, la simetría $U(1)$ en el electromagnetismo con la carga $q = T^3 + Y$ [11]. Posteriormente se verá que del término de la derivada covariante D_μ se encuentran las masas de los 3 bosones de calibre, y aparece un bosón sin masa, el fotón.

mass →	≈2.3 MeV/c ²	≈1.275 GeV/c ²	≈173.07 GeV/c ²	0	≈126 GeV/c ²
charge →	2/3	2/3	2/3	0	0
spin →	1/2	1/2	1/2	1	0
	u up	c charm	t top	g gluon	H Higgs boson
QUARKS					
	≈4.8 MeV/c ²	≈95 MeV/c ²	≈4.18 GeV/c ²	0	
	-1/3	-1/3	-1/3	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	d down	s strange	b bottom	γ photon	
	0.511 MeV/c ²	105.7 MeV/c ²	1.777 GeV/c ²	91.2 GeV/c ²	
	-1	-1	-1	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	e electron	μ muon	τ tau	Z Z boson	
LEPTONS					
	<2.2 eV/c ²	<0.17 MeV/c ²	<15.5 MeV/c ²	80.4 GeV/c ²	
	0	0	0	±1	
	1/2	1/2	1/2	1	
	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	W W boson	
					GAUGE BOSONS

Figura 2.8: Tabla del Modelo Estándar. Tomado de [18]

2.4. El Lagrangiano del Modelo Estándar

El Modelo Estándar de la física de partículas usualmente es visualizado como una tabla, tal como la que se observa en la figura 2.8, similar a la tabla periódica de los elementos, y es usada para describir las propiedades de la partículas, tal como lo son la masa, la carga y el espín. Esta gran teoría representa una colección de varios modelos matemáticos, los cuales se escriben normalmente por medio del formalismo lagrangiano.

El SM tiene [[19],[20]]:

- 12 campos vectoriales. Un vector para la física es algo que transforma como un cuadri-vector bajo transformaciones de Lorentz. Los campos B , W y G_a son todos vectores en ese sentido, así que sus correspondientes partículas son llamados bosones vectoriales, y estos son los siguientes para cada campo [16]:

- Isospín débil: $\vec{I}_W \rightarrow 3$. Generador para $SU(2)_L$, sus generadores son proporcionales a las matrices de Pauli 2.45. $\rightarrow 3$ bosones vectoriales $W_\mu^{(1)}, W_\mu^{(2)}, W_\mu^{(3)}$.
- Hipercarga débil: $Y_\mu \rightarrow 1$. Generador para $U(1)_Y$, su generador es una matriz 1×1 , lo cual es 1 $B_\mu(x)$.
- Color: $T_{\text{color}}^{(a)} (a = 1, 2, \dots, 8) \rightarrow 8$. Generador para $SU(3)_C$, son un conjunto de

matrices 3x3

$$G_\mu^{(a)}(x).$$

- 45 campos de fermiones o espinores de Weyl, que describen 6 quarks y 6 leptones. Los fermiones de Weyl son partículas . Son espinores de dos componentes, de espín 1/2, no poseen masa y la helicidad es un número cuántico importante. Las partículas se distinguen de su antipartícula porque los espinores son complejos. Los 45 fermiones son los 6 quarks de cada color, dando un total de 18, más sus antiquarks, los cuales son 18 más, a esto se suman los 3 leptones con carga eléctrica más sus antileptones y los 3 neutrinos correspondiente a cada leptón [21].
- Un campo escalar complejo. Un escalar para la física es algo que es invariante bajo transformaciones de Lorentz. El campo escalar de Higgs ϕ es un escalar [20].

El SM contiene las simetrías del producto interno unitario de:

$$SU(3)_c \times SU(2)_W \times U(1)_Y. \quad (2.57)$$

El $SU(3)_C$ mezcla los 3 colores de los quarks y antiquarks, el $SU(2)_W$ es el isospín débil y el $U(1)_Y$ se acopla con la hipercarga débil [19]. La simetría electrodébil $SU(2)_W \times U(1)_Y$ es rota espontáneamente para $\langle \phi \rangle \neq 0$, bajo $U(1)_{EM}$, como se explicó en la sección anterior, y gracias a esto los bosones de calibre $W^\pm$ y Z^0 adquieren masa, mientras que el fotón γ se mantiene sin masa. El fotón se acopla a la carga eléctrica como:

$$q = T^3 + Y, \quad (2.58)$$

lo cual es la relación de Gell Man-Nishijima; q es la carga, Y la hipercarga y T^3 es el isospín. La teoría ahora requiere 4 bosones de calibre, un triplete: (W^1, W^2, W^3) , asociado con los generadores de $SU(2)$ y un campo neutral (B) relacionado con $U(1)$. Los bosones débiles cargados aparecen como una combinación de W^1 y W^2 , mientras el fotón y el bosón neutro débil Z^0 son ambos una mezcla de W^3 y B [10].

Las partículas vectoriales de $SU(3)_C$ son llamados gluones, los responsables de las interacciones fuertes, son los que mantienen unidos a los quarks y antiquarks para formar bariones y mesones, estos pueden escribirse de forma general como [16]:

$$|\text{Barión}\rangle = \frac{1}{6} \sum_{i,j,k} \epsilon_{ijk} |q_i q_j q_k\rangle, \quad |\text{Mesón}\rangle = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 |q_i \bar{q}_i\rangle. \quad (2.59)$$

Las componentes de izquierda de los espinores de Weyl para los quarks forman 9 dobletes del grupo de simetría de calibre de $SU(2)_W$, 3 dobletes de sabor por cada color [19]:

$$SU(2)_L \quad \psi_L = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}_L, \quad (\psi_1, \psi_2) = (u, d)_L, \quad (c, d)_L, \quad (t, b)_L \quad (2.60)$$

donde las componentes de izquierda y derecha para cada espinor son [16]:

$$\psi_{L,R} = \frac{1 \mp \gamma_5}{2} \psi. \quad (2.61)$$

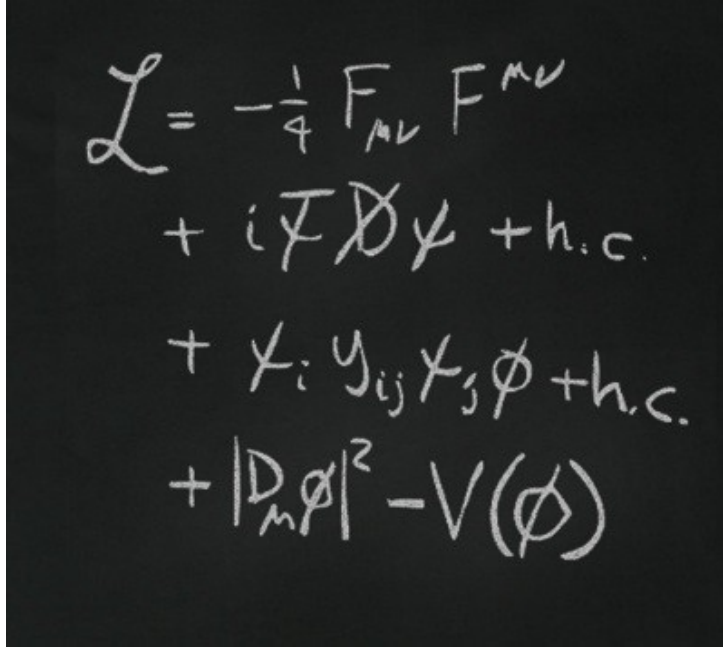
Los ψ_L se comportan diferente a ψ_R , por tanto se denomina a esta teoría como una teoría quiral, es decir que el modelo distingue entre derecha e izquierda. En particular, bajo transformaciones de $SU(2)$ el isospín débil de la componente de izquierda son dobletes de isospín débil: (ν_e, e^-) , (ν_μ, μ^-) , (ν_τ, τ^-) ; mientras que las componentes de derecha de los leptones cargados son singletes: e_R^- , μ_R^- , τ_R^- ; es decir que el isospín débil de ψ_R es cero, debido a esto, el proceso de interacción débil en el cual por ejemplo un electrón de izquierda pasa a ser un neutrino de izquierda con la emisión de un W^- , sucedería para las partículas de derecha, pero no se puede hacer lo mismo para estas partículas [19].

Los neutrinos de derecha originalmente no existían en el SM, pero el descubrimiento de la oscilación de neutrinos implica que los neutrinos deben tener masa[20], y dado que la quiralidad puede cambiar durante la propagación de partículas masivas, las componentes derechas de los neutrinos deben existir. Hoy en día se están llevando a cabo distintos experimentos para poder encontrar estos neutrinos experimentalmente, sin embargo si detectar neutrinos normalmente es una tarea difícil, ésta es una mucho mayor.

Un espinor de Dirac ψ y su conjugado $\bar{\psi}$, son equivalentes a dos espinores de Weyl de izquierda (χ) y $\bar{\chi}$, y sus conjugados de derecha ($\chi^\dagger$) y $\bar{\chi}^\dagger$; χ y $\chi^\dagger$ describen las componentes de izquierda fermiónica y la componente de derecha la antifermiónica, por ejemplo e_L^- y e_R^+ , mientras que $\bar{\chi}$ y $\bar{\chi}^\dagger$ describe las componentes de izquierda del antifermión y la componente de derecha del fermión, por ejemplo e_L^+ y e_R^- . El SM tiene 21 espinores de Dirac (3x6 para los quarks y 3 para los leptones cargados) más 3 espinores de Weyl para los neutrinos, esto sería un total para el lenguaje de Weyl de 15 espinores de Weyl de izquierda y sus conjugados hermíticos [19].

Algunas de las condiciones teóricas para el Modelo Estándar son las siguientes [16]:

- Todas las interacciones son locales.
- La mecánica cuántica es correcta (hasta un orden de ~ 1 TeV).



A photograph of a blackboard with the Standard Model Lagrangian written in white chalk. The equation is written in four lines: $\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$, $+ i\bar{\psi} \not{D} \psi + h.c.$, $+ \psi_i y_{ij} \psi_j \phi + h.c.$, and $+ |D_\mu \phi|^2 - V(\phi)$.

Figura 2.9: Lagrangiano del SM. Fuente: <https://www.quora.com/How-do-you-explain-the-standard-model-equation-in-layman-terms> Consultado: 20/07/2017

- Existen las fuerzas de calibre, por medio de los bosones de calibre.
- Existe simetría local de calibre $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$
- La gravedad es ignorada.
- Se introduce la materia por medio de los fermiones de Weyl, lo cuales en principio no poseen masa.
- Existen 3 generaciones de familias.
- $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ se rompe espontáneamente para $SU(3)_C \times U(1)_{EM}$.

El lagrangiano del SM se puede escribir de varias formas, una de sus formas más compactas es la siguiente, mostrada también en la figura 2.9 [22]:

$$\mathcal{L}_{SM} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + i\bar{\psi} \not{D} \psi + h.c. + \psi_i y_{ij} \psi_j \phi + h.c. + |D_\mu \phi|^2 - V(\phi). \quad (2.62)$$

Cada uno de los términos de la ec. 2.62 son descritos a continuación, siguiendo el esquema de [22].

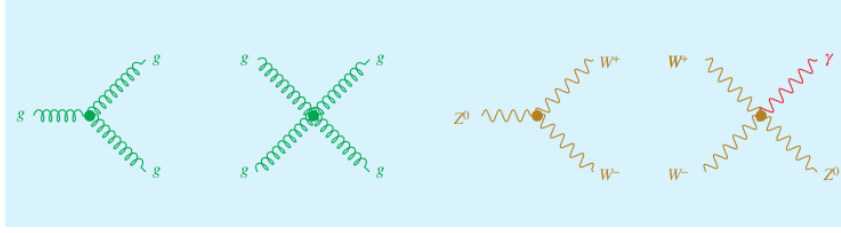


Figura 2.10: Algunos de los diagramas de Feynman que están incluidos en $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$: interacción gluón-gluón (glueballs), interacción débil-débil, e interacción fotón-débil. Tomado de [22]

1. Término 1: $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$

Describe las fuerzas en el universo: electricidad, magnetismo, y las fuerzas nucleares fuertes y débiles. Este término es el producto escalar del tensor de intensidad de campo $F_{\mu\nu}$ no-Abeliano, el cual se escribe como:

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c, \quad (2.63)$$

con a para $SU(3)$ $a = 1 \dots 8$; para $SU(2)$ $a = 1, 2, 3$ y $a = 1$ para $U(1)$. i representa todos los números cuánticos necesarios; y T^a son generadores del grupo $SU(3)$ y f^{abc} las estructuras de constante del grupo descritas en la ecuación 2.9.

Este término contiene la codificación matemática de todas las interacciones de partículas exceptuando el bosón de Higgs. Tiene toda la formulación necesaria para que estas partículas puedan existir, y describe como interaccionan unas con las otras. El contenido difiere dependiendo de las propiedades de las partículas de interacción. Por ejemplo para los fotones, estos no pueden interactuar con otros fotones, debido a que no tienen carga eléctrica, por lo tanto, la contribución de la interacción electromagnética consiste solamente en el término cinético, y ésta es la base de la existencia de los fotones libres [22].

La descripción de los gluones y de los bosones débiles además incluyen términos de interacción, en adición de el término cinético. Los gluones por ejemplo, tienen color, lo cual es equivalente para ellos a una carga eléctrica, y esto permite que puedan interactuar con otros gluones, como se puede ver en la figura 2.10. Una consecuencia importante de la interacción entre gluones, es que gracias a esto en el SM se predice la existencia de estados ligados solamente de gluones, lo cual son llamados glueballs, sin embargo hasta el día de hoy no se han encontrado experimentalmente [22].

2. Término 2: $i\bar{\psi}\not{D}\psi$

Este término describe como las fuerzas actúan sobre las partículas fundamentales de la materia: los quarks y leptones; dicho de otra forma explica como las partículas de interacción, los bosones de calibre, interactúan con las demás partículas. Los campos ψ y $\bar{\psi}$ describen (anti)quarks, y (anti)leptones. Descrito de forma más amplia se tiene la siguiente ecuación [16]:

$$\begin{aligned}
& +i \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \bar{L}_\ell(x) \not{D} L_\ell(x) + i \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \bar{R}_\ell(x) \not{D} R_\ell(x) \\
& +i \sum_{q^\uparrow=u,c,t} \bar{L}_{q^\uparrow}(x) \not{D} L_{q^\uparrow}(x) + i \sum_{q^\uparrow=u,c,t} \bar{R}_{q^\uparrow}(x) \not{D} R_{q^\uparrow}(x) \\
& +i \sum_{q^\downarrow=d,s,b} \bar{R}_{q^\downarrow}(x) \not{D} R_{q^\downarrow}(x),
\end{aligned} \tag{2.64}$$

donde $\not{D} = \gamma^\mu D_\mu$. Para los leptones, la derivada covariante es de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
D_\mu &\equiv \partial_\mu + ig \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu(x) - i \frac{1}{2} g' B_\mu(x) & [L_\ell(x)] \\
D_\mu &\equiv \partial_\mu - ig' B_\mu(x) & [R_\ell(x)]
\end{aligned} ,$$

donde g' es el acoplamiento para $U(1)_Y$. Los demás acoplamientos se definen como g_s para $SU(3)_C$ y g para $SU(2)_L$. También τ son las componentes de las matrices de Pauli, los cuales son los generadores infinitesimales del grupo $SU(2)$ [20].

Para los quarks igualmente

$$\begin{aligned}
D_\mu &\equiv \left(\partial_\mu + ig \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu(x) + i \frac{1}{6} g' B_\mu(x) \right) \delta_{\alpha\beta} - ig_s \frac{\lambda_{\alpha\beta}^{(a)}}{2} G_\mu^{(a)}(x) & [L_{q^\uparrow}(x)] \\
D_\mu &\equiv \left(\partial_\mu + i \frac{2}{3} g' B_\mu(x) \right) \delta_{\alpha\beta} - ig_s \frac{\lambda_{\alpha\beta}^{(a)}}{2} G_\mu^{(a)}(x) & [R_{q^\uparrow}(x)] \\
D_\mu &\equiv \left(\partial_\mu - i \frac{1}{3} g' B_\mu(x) \right) \delta_{\alpha\beta} - ig_s \frac{\lambda_{\alpha\beta}^{(a)}}{2} G_\mu^{(a)}(x) & [R_{q^\downarrow}(x)]
\end{aligned} ,$$

donde α, β son los índices de color y $\lambda_{\alpha\beta}^{(a)}$: 8 $SU(3)$ matrices de Gell-Man (Ver Apéndice A), y $a = 1, 2, \dots, 8$

Los campos de calibre serían para los grupos

- $SU(2)_L \rightarrow W_i^\mu$ ($i = 1, 2, 3$)
- $U(1)_Y \rightarrow Y^\mu$

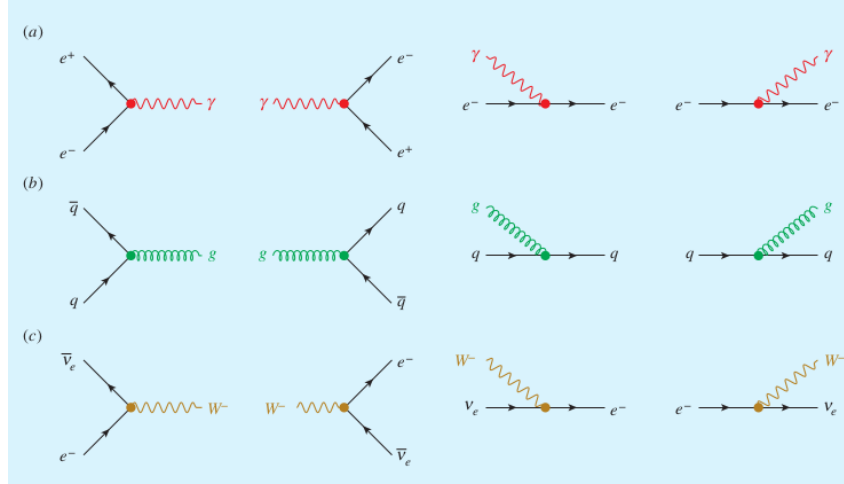


Figura 2.11: Vértices básicos para las interacciones EM(a), fuertes (b), e interacción débil (c). Tomado de [22]

Para la primera generación esta parte de lagrangiano sería

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & -\frac{1}{2}(\bar{u}, \bar{d})_L \gamma^\mu D_\mu \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L - \frac{1}{2} \bar{u}_R \gamma^\mu D_\mu u_R \\
 & -\frac{1}{2} \bar{d}_R \gamma^\mu D_\mu d_R - \frac{1}{2}(\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \gamma^\mu D_\mu \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \\
 & -\frac{1}{2} \bar{e}_R \gamma^\mu D_\mu e_R - \frac{1}{4} \vec{W}^{\mu\nu} \vec{W}_{\mu\nu} - \frac{1}{4} Y^{\mu\nu} Y_{\mu\nu},
 \end{aligned} \tag{2.65}$$

donde

$$W_i^{\mu\nu} = \partial^\mu W_i^\nu - \partial^\nu W_i^\mu + g \epsilon_{ijk} W_j^\mu W_k^\nu, \tag{2.66}$$

$$Y^{\mu\nu} = \partial^\mu Y^\nu - \partial^\nu Y^\mu. \tag{2.67}$$

En este término no existe las interacciones entre mismas partículas, en cambio contiene la descripción de las interacciones electromagnéticas, débiles y fuertes [22]. Aunque las tres fuerzas fundamentales son diferentes, sus vértices fundamentales son similares, tal como se puede ver en las figuras (2.1) (2.2). Por ejemplo la producción de pares o aniquilación de electrones y positrones, y la absorción o emisión de fotones por los electrones, son ejemplos de la interacción electromagnética, y estos cuatro procesos pueden ser representados usando diagramas de Feynman, como se observa en la fig. 2.11.

El vértice fundamental de las interacciones fuertes se asemeja mucho al de las interacciones electromagnéticas, tal como se ve en la fig. (2.2), por ejemplo un antiquark

y su correspondiente quark pueden transformarse en un gluón por medio de un proceso de aniquilación, y lo contrario puede interpretarse como creación de pares. Los procesos de interacciones débiles, son los que por ejemplo están ilustrados en la Fig. (2.1) parte (c), donde se tiene por ejemplo una aniquilación o creación de un electrón y de un antineutrino electrónico, y la absorción o emisión de un bosón W^- . Las interacciones débiles difieren de las electromagnéticas y de las fuertes en que en ellas se transforma una partícula en otra, por ejemplo un electrón a un electrón - neutrino y viceversa.

3. Término 3: h.c.

Este término representa el conjugado hermítico del término (2) [20]:

$$\bar{\psi} = (h.c.)\psi = \psi^\dagger = \psi^{*T}. \quad (2.68)$$

El conjugado hermítico es necesario si las operaciones aritméticas en las matrices producen términos complejos. Añadiendo el h.c., los términos no deseados se cancelan, haciendo que el lagrangiano sea una función real. Para el término 2 muchas veces se omite colocar el h.c. ya que este término es autoadjunto. En el caso en que el término cambie cuando se conjugue se debe añadir el h.c., si nada cambia, debido a su autoadjunticidad, no se añade nada. Este término no tiene un significado físico, pero permite que la teoría sea correcta [22].

4. Término 4: $\psi_i y_{ij} \psi_j \phi$

Este término describe como las partículas que conforman la materia se acoplan con el campo de Higgs ϕ y obtienen masa. Las entradas de la matriz de Yukawa y_{ij} representa los parámetros de acoplamiento al campo ϕ , y por tanto está relacionado directamente con la masa de la partícula en cuestión. Estos parámetros no han sido predichos por la teoría, pero han sido determinados experimentalmente [22].

La masa para los leptones es adquirida por medio de la interacción de Yukawa, el cual es usado en el SM para describir el acoplamiento entre el campo de Higgs y los quarks y leptones no masivos, hasta este punto. Por medio de la SSB, los fermiones adquieren una masa proporcional al valor de expectación del vacío para el campo de Higgs. Para los leptones, la fórmula general por medio del mecanismo de Yukawa, con el doblete de Higgs es [16]:

$$\mathcal{L}_y(x) = \sum_{\ell=e,\mu,\tau} -y_\ell \bar{R}_\ell \phi^\dagger(x) L_R(x) + h.c. \quad (2.69)$$

Para la masa de los quarks se tiene lo siguiente:

$$\sum_{ij} y_{ij} \bar{L}_{q_i^\uparrow}(x) \phi(x) R_{q_j^\downarrow}(x) + \bar{y}_{ij} \bar{R}_{q_i^\downarrow} \bar{\phi} L_{q_j^\uparrow}(x) h.c. \quad (2.70)$$

Para entender estos temas hay que profundizar y recordar un poco sobre la sección anterior del mecanismo de Higgs. Se debe introducir un campo de calibre como ya se mencionó, y la elección más simple es un doblete $SU(2)_L$ (ec. 2.55):

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

donde ϕ^0 y ϕ^- son complejos y los superíndices + y 0 indican la carga eléctrica (Q) de los componentes. La hipercarga (Y_ϕ) de ambos componentes es 1; y con esto el potencial es, como se dijo en las ecuaciones 2.45 y 2.46,

$$\begin{aligned} V(\phi^\dagger \phi) &= \lambda(\phi^\dagger \phi - v^2)^2, \text{ con} \\ \langle 0 | \phi | 0 \rangle &= \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Lo cual garantiza $U(1)_{EM}$. Ninguno de los generadores de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ aniquila el vacío, pero para $Q \equiv Q_{EM}$,

$$Q \langle 0 | \phi | 0 \rangle = (I_3 + Y) \langle 0 | \phi | 0 \rangle.$$

Lo cual significa que Q deja al vacío invariante.

Ahora la ec. 2.69 se puede escribir como:

$$\mathcal{L}_y(x) = \sum_{\ell=e,\mu,\tau} -h_\ell \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_\ell \psi_\ell(x), \quad m_\ell = h_\ell \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (2.71)$$

Por otro lado la ec. 2.70 la cual describe la masa de los quarks, y sus respectivas hipercargas son [16]:

$$\begin{array}{cccccccc} \sum_{ij} & y_{ij} & \bar{L}_{q_i^\uparrow}(x) & \phi(x) & R_{q_j^\downarrow}(x) & + \bar{y}_{ij} & \bar{R}_{q_i^\downarrow} & \bar{\phi} & L_{q_j^\uparrow}(x) & h.c. \\ Y_W & & (-\frac{1}{3}) & (1) & (-\frac{2}{3}) & & (-\frac{1}{3}) & (-1) & (-\frac{2}{3}) & \end{array} \quad (2.72)$$

Los quarks y los leptones no tienen masa inicialmente porque sus partes derechas e izquierdas se comportan de forma distinta. La ecuación anterior, que describe el lagrangiano de la masa de los quarks se puede reescribir como [16]

$$\mathcal{L}_{masas} = \bar{q}_L^\uparrow(x) \mathcal{M}\left(\frac{2}{3}\right) q_R^\downarrow(x) \quad + \quad \bar{q}_L^\downarrow(x) \mathcal{M}\left(-\frac{1}{3}\right) q_R^\uparrow(x) \quad (2.73)$$

$$q_{L,R}^\uparrow \equiv \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5) \begin{pmatrix} u(x) \\ c(x) \\ t(x) \end{pmatrix} \quad q_{L,R}^\downarrow \equiv \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5) \begin{pmatrix} d(x) \\ s(x) \\ b(x) \end{pmatrix} \quad (2.74)$$

$$\mathcal{M}\left(\frac{2}{3}\right) \equiv \bar{y}_{ij} \frac{v}{2} \quad \mathcal{M}\left(-\frac{1}{3}\right) \equiv y_{ij} \frac{v}{2} \quad (2.75)$$

$i, j = u, c, t \quad \quad \quad i, j = d, s, b$

las matrices de las ecuaciones 2.75 son matrices 3x3 y pueden ser diagonalizadas por medio de las matrices $\mathbf{U}$, las cuales son un conjunto de matrices unitarias 3x3 ($\mathbf{U}^{-1} = \mathbf{U}^\dagger$) [23], si se hace [16]:

$$\mathcal{U}_L(Q) \mathcal{M}(Q) \mathcal{U}_R(Q) = \hat{M}(Q,) \quad Q = \left(\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}\right). \quad (2.76)$$

Para los leptones y los quarks se tiene entonces, usando la definición anterior de las matrices $\hat{M}$ diagonales, que se puede reescribir la ec. 2.73 como:

$$\mathcal{L}_{masas} = \bar{\psi}_L^\uparrow(x) \hat{M}\left(\frac{2}{3}\right) \psi_R^\downarrow(x) + \bar{\psi}_L^\downarrow(x) \hat{M}\left(-\frac{1}{3}\right) \psi_R^\uparrow(x). \quad (2.77)$$

$$\text{autoestados de la masa} = \begin{cases} \psi_{L,R}^\uparrow = \mathcal{U}_{L,R}\left(\frac{2}{3}\right) q_{L,R}^\uparrow(x). \\ \psi_{L,R}^\downarrow = \mathcal{U}_{L,R}\left(-\frac{1}{3}\right) q_{L,R}^\downarrow(x). \end{cases} \quad (2.78)$$

Las masas para cada uno de los fermiones son los valores de las matrices 3x3 que representan a cada grupo de fermiones: M^ν , M^e , M^u y M^d [23].

$$M^e = U_L^{e\dagger} \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix} U_R^e, \quad M^\nu = U_L^{\nu\dagger} \begin{pmatrix} m_{\nu_e} & 0 & 0 \\ 0 & m_{\nu_\mu} & 0 \\ 0 & 0 & m_{\nu_\tau} \end{pmatrix} U_R^\nu \quad (2.79)$$

$$M^u = U_L^{u\dagger} \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} U_R^u, \quad M^d = U_L^{d\dagger} \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix} U_R^d \quad (2.80)$$

Consecuentemente los verdaderos fermiones, es decir que tienen masas definidas son de hecho combinaciones lineales de aquellos del Lagrangiano presentado en (2.62); o de forma inversa los fermiones del lagrangiano son una combinación lineal de los verdaderos fermiones, que se muestran en 2.82 [23]. Esto es debido a que por la separación de los grupos de $SU(3)$, $SU(2)$ y $U(1)$, quedan términos en cada parte que no se pueden reducir más, y el precio que se paga es que los fermiones quedan mezclados, esos no son los verdaderos fermiones, y si se escribiera como se presenta a continuación las cosas serían más complicadas.

$$\begin{aligned} e'_L &= U_L^e e_L, & e'_R &= U_R^e e_R, & \nu'_L &= U_L^\nu \nu_L, & \nu'_R &= U_R^\nu \nu_R \\ u'_L &= U_L^u u_L, & u'_R &= U_R^u u_R, & d'_L &= U_L^d d_L, & d'_R &= U_R^d d_R \end{aligned} \quad (2.81)$$

$$\begin{aligned} e_L &= U_L^e e'_L, & e_R &= U_R^e e'_R, & \nu_L &= U_L^\nu \nu'_L, & \nu_R &= U_R^\nu \nu'_R \\ u_L &= U_L^u u'_L, & u_R &= U_R^u u'_R, & d_L &= U_L^d d'_L, & d_R &= U_R^d d'_R \end{aligned} \quad (2.82)$$

Cuando el lagrangiano está escrito en términos de los verdaderos quarks, las $\mathbf{U}$ no están presentes excepto en los términos $\bar{u}'_L U_L^u \gamma^\mu W_\mu^\pm U_L^{d\dagger} d'_L$. Debido a esto, y a la absorción de ciertas constantes a el campo de fermiones, todos los parámetros en las matrices $\mathbf{U}$ son contenidos en solo cuatro componentes de la matriz de Cabbibo-Kobayasih-Maskawa (CKM) [23], la cual se discutirá nuevamente en el capítulo 6, ésta se define como

$$V^q \equiv \mathcal{U}_L \left(\frac{2}{3} \right) \mathcal{U}_L^\dagger \left(-\frac{1}{3} \right) = U_L^u U_L^{d\dagger}. \quad (2.83)$$

Igualmente para el caso de los leptones queda en el lagrangiano los términos $\bar{\nu}'_L U_L^\nu \gamma^\mu W_\mu^\pm U_L^{e\dagger} e'_L$, y de igual forma todos los parámetros de las matrices $\mathbf{U}$ pueden ser concentrados en cuatro componentes de la matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS), la cual está definida como [23]:

$$V^l \equiv U_L^\nu U_L^{e\dagger}. \quad (2.84)$$

Esta matriz también es llamada matriz de mezcla de leptones o de neutrinos, es una matriz unitaria 3x3, la cual contiene información de la incompatibilidad de los estados cuánticos de los neutrinos cuando se propagan libremente y cuando forman parte de las interacciones débiles. Fue creada por Maki, Nakagawa y Sakata en 1962 para explicar la oscilación de neutrinos predicha por Pontecorvo. El SM tiene 3 generaciones de neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ), llamados así dependiendo de a cual leptón cargado se asocia en los procesos de las interacciones débiles cargadas. Estos tres autovalores de la interacción débil forma una base completa ortonormal para el neutrino del SM. Similarmente, se puede construir una autobase hecha de los estados de neutrinos de masa definida ν_1, ν_2, ν_3 , los cuales diagonalizan el Hamiltoniano de partículas libre de los neutrinos. Observaciones de las oscilaciones de neutrinos han determinado experimentalmente, que como en los quarks, estas dos autobases no son las mismas. Están rotadas de forma relativa una con la otra. Cada estado de sabor puede ser escrito como la superposición de las autovalores de las masas, y viceversa. La matriz PMNS, con componentes U_{ai} que corresponden a la amplitud de los autovalores de la masa i en el sabor a , parametriza la transformación unitaria entre estas dos bases como [24]:

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{bmatrix} \quad (2.85)$$

El vector a la izquierda representa a un neutrino genérico expresado en la base de sabor, a la derecha se tiene la matriz PMNS que multiplica a un vector que presenta el mismo estado de neutrino en la misma masa. Un neutrino de un sabor dado α es un estado mezclado de neutrinos con masas distintas; si se pudiera medir de forma directa la masa de ese neutrino, se encontraría que tiene una masa m_i con una probabilidad de $|\alpha i|^2$.

La matrices CKM y PMNS son complejas y pueden ser parametrizadas de la siguiente manera [10]:

$$V = R_1(\theta_{23})R_2(\theta_{13}, \delta_{13})R_3(\theta_{12}), \quad (2.86)$$

donde $R_i(\theta_{jk})$ son matrices de rotaciones sobre el eje i , el ángulo θ_{jk} describe la mezcla entre las generaciones de j y k y δ_{13} es una fase.

Con tres generaciones, no siempre es posible escoger una matriz V que sea real, es decir que tenga $\delta_{13} = 0$, y por lo tanto las interacciones débiles pueden violar CP (Carga Paridad) y T (Tiempo), debido a que el Hamiltoniano no es hermítico [10].

Se pueden escribir según [10] como:

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.87)$$

donde $s_{ij}(c_{ij}) = \sin(\cos)\theta_{ij}$. Para la matriz CKM, en el límite de $\theta_{23} = \theta_{13} \rightarrow 0$, se asocia $\theta_{12} \rightarrow \theta_C$, y

$$V = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} 1 & \lambda & \lambda^3 \\ \lambda & 1 & \lambda^2 \\ \lambda^3 & \lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.88)$$

con $\lambda = \sin\theta_C$, sus valores pueden ser calculados, con un cierto error, asumiendo solamente tres generaciones, tal como es mostrado en (7.2).

Resumiendo todo el término 4: $\psi y_{ij} \bar{\psi}_j \phi$, se puede escribir de forma ampliada como el termino de masa de los leptones: del electrón, muón, y taón, más un término para el neutrino, y otro termino para la masa de los quarks *up* y *down* [23],

$$\mathcal{L}_{masas} = \mathcal{L}_{Leptones} + \mathcal{L}_{Quarks},$$

$$\mathcal{L}_{masas} = -\frac{\sqrt{2}}{v} \left[(\bar{\nu}_L, \bar{e}_L) \phi M^e e_R + \bar{e}_R \bar{M}^e \bar{\phi} \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \right] \quad (2.89)$$

$$= -\frac{\sqrt{2}}{v} \left[(-\bar{e}_L, \bar{\nu}_L) \phi^* M^\nu \nu_R + \bar{\nu}_R \bar{M}^\nu \phi^T \begin{pmatrix} -e_L \\ \nu_L \end{pmatrix} \right] \quad (2.90)$$

$$= -\frac{\sqrt{2}}{v} \left[(\bar{u}_L, \bar{d}_L) \phi M^d d_R + \bar{d}_R \bar{M}^d \bar{\phi} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \right] \quad (2.91)$$

$$= -\frac{\sqrt{2}}{v} \left[(-\bar{d}_L, \bar{u}_L) \phi^* M^u u_R + \bar{u}_R \bar{M}^u \phi^T \begin{pmatrix} -d_L \\ u_L \end{pmatrix} \right]. \quad (2.92)$$

La primera línea representa el término de masa para el electrón, muón, y taón, el segundo es el término de masa para los neutrinos. El tercer y cuarto término son los términos de masa para el *down*, *strange* y *bottom*; y para el *up*, *charmed* y *top*. Los términos que indican las masas de cada grupo en las ecuaciones anteriores

M^e, M^μ, M^u y M^d son los términos de masa de los fermiones, expresados en las ecuaciones 2.79 y 2.80.

Partes del término 4 del lagrangiano del SM causan problemas, debido a que no está totalmente claro por ejemplo por qué los neutrinos son mucho más livianos que otras partículas elementales, en otras palabras por qué se acoplan solamente de forma débil al campos de Higgs. Además, todavía no es posible derivar las entradas de la matriz de Yukawa de forma completamente teórica [22].

5. Término 5: h.c.

Para este caso, a diferencia del caso del término 3, si es necesario ya que el término 4 no es autoadjunto. Mientras que el término 4 describe la interacción entre la partícula de Higgs y los fermiones, el término 5 es el conjugado hermítico del término 4, que describe la misma interacción, pero con antipartículas [22].

6. Término 6: $|D_\mu\phi|^2 - V(\phi)$

El primer término describe como las partículas de interacción se acoplan con el campo de Higgs [22]. Ésto aplica solamente para las partículas de interacción de los procesos débiles, es decir los bosones $W^\pm$ y Z^0 , y es por medio de este proceso que estos obtienen sus masas. Esto ha sido comprobado experimentalmente, debido a que los acoplamientos de los bosones W con el bosón de Higgs han sido verificados por medio de los decaimientos del bosón de Higgs como $H \rightarrow WW$, explicados en la sección (6.3). Los fotones no obtienen masa por medio del mecanismo de Higgs, y los gluones no son masivos debido a que no se acoplan con el campo de Higgs.

La derivada covariante del primer término es [20] [23]:

$$(D_\mu\phi)^\dagger D^\mu\phi, \quad D_\mu\phi = \left[\partial_\mu - ig\frac{\vec{\tau}}{2}\vec{W}_\mu - ig'\frac{Y_\phi}{2}B_\mu \right] \phi = \left[\partial_\mu - \frac{ig'}{2}B_\mu - \frac{ig}{2}\vec{W}_\mu \right] \phi, \quad (2.93)$$

donde $\vec{W}_\mu$ son los bosones del campo electrodébil para $SU(2)$ (W_1, W_2, W_3); las componentes de $\vec{\tau}$ son las matrices de Pauli; B_μ es el campo campo de calibre de $U(1)$, Y_μ es la hipercarga débil, el generador del grupo $U(1)$, el cual es una matriz 1x1, con lo cual se llega a la segunda igualdad, la cual es una forma más simplificada de las derivadas covariantes, se tiene el siguiente lagrangiano [16]

$$\mathcal{L}_{G-H} = \left[\left(\partial_\mu - ig\frac{\vec{\tau}}{2}\vec{W}_\mu - ig'\frac{Y_\phi}{2}B_\mu \right) \phi \right]^\dagger \left[\left(\partial_\mu - ig\frac{\vec{\tau}}{2}\vec{W}_\mu - ig'\frac{Y_\phi}{2}B_\mu \right) \phi \right], \quad (2.94)$$

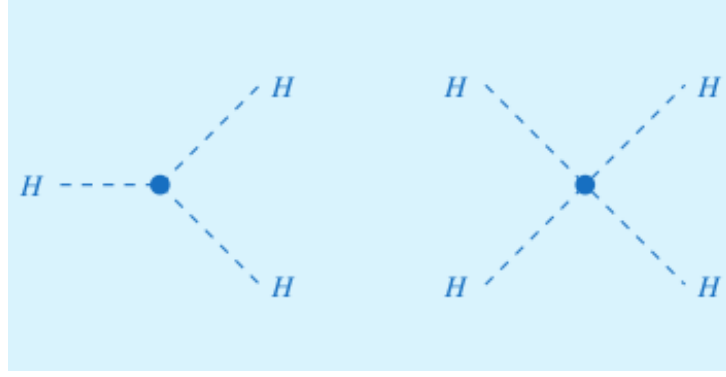


Figura 2.12: Diagrama de la autointeracción del Higgs. A la izquierda se tiene un vértice de 3 Higgs, y a la derecha de 4 Higgs; esto se origina del término $V(\phi)$. Tomado de [22]

con $\phi = H + v$,

$$\mathcal{L}_{GH} = -\frac{1}{2}(g_2 v)^2 W_+^\mu W_{\mu-} - \frac{1}{2} \left(\frac{g_2^2 v^2}{4 \cos^2 \theta_W} \right)^2 Z^\mu Z_\mu. \quad (2.95)$$

Los términos cuadráticos en W_μ y Z_μ dan la masa de los bosones W y Z:

$$M_W^2 = \frac{g_2^2 v^2}{4}, \quad M_Z^2 = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2}. \quad (2.96)$$

La segunda parte del término 6, describe el potencial del campo de Higgs. Al contrario de los otros campos cuánticos, éste potencial no tiene un mínimo en cero, como ya se explicó en la sección de SSB, sino tiene un conjunto infinito de diferentes mínimos. Esto hace que el campo de Higgs sea completamente diferente, lo que lleva a la ruptura espontánea de simetría o SSB cuando se escoge un mínimo, y como se explicó en diversas parte de este trabajo, dependiendo de cómo las partículas y los bosones interactúen con este campo, adquieren sus respectivas masas. Este término también describe como el bosón de Higgs se acopla con él mismo, como se ve en la figura 2.12 [22].

El término 6 puede ser reescrito como [20]:

$$\mathcal{L}_H = \left[\left(\partial_\mu - ig \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu - i \frac{g'}{2} Y_\phi B_\mu \right) \phi \right]^2 + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (2.97)$$

donde $\lambda > 0$ y $\mu^2 > 0$, tal que el mecanismo de la ruptura espontánea de la simetría pueda ser usado, y ϕ es el doblete de la ecuación 2.55. Hay un parámetro que está escondido en la forma del potencial, y es muy importante. En un calibre unitario se

puede escoger $\phi^+ = 0$ y hacer ϕ^0 real. Así, el valor de expectación del vacío del campo de Higgs no desaparece sino tiene un valor de $\langle \phi^0 \rangle = v$. El valor de expectación v tiene unidades de masa, y es el único parámetro del SM que no es adimensional; es también mucho más pequeño que la escala de Plank, es aproximadamente igual a la masa del Higgs, $v = 246 \text{ GeV}$, y marca la escala para la masa de todo lo demás es escogido tal que minimice el lagrangiano.

El potencial de la ecuación anterior se puede escribir como se hizo en la ecuación 2.45 [16]:

$$V(\phi^\dagger \phi) = \lambda(\phi^\dagger \phi - v^2)^2,$$

con lo cual se cumple:

$$\langle 0 | \phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix}$$

Lo que garantiza $U(1)_{EM}$. De esta forma se puede escribir el lagrangiano de 2.97 tal que aparezca el término de la masa del Higgs de la siguiente manera,

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - m_H^2 \frac{[\phi^\dagger \phi - \frac{v^2}{2}]^2}{2v^2}, \quad m_H^2 = 2\lambda v^2. \quad (2.98)$$

Capítulo 3

CERN, LHC y el Experimento ATLAS

La Organización Europea para la Investigación Nuclear conocida como CERN, es uno de los más grandes centros de investigación científica de la actualidad, y posee el laboratorio más grande de física de partículas del mundo. Se creó en 1954 y está ubicado en la frontera Franco-Suiza en las cercanías de Ginebra. Fue uno de los primeros proyectos europeos y hoy en día tiene 22 estados miembros [2].

El nombre de CERN viene de las siglas para el francés de *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*, un cuerpo creado inicialmente en 1952 con la idea de establecer una organización de investigación de física fundamental en Europa. En ese tiempo, las investigaciones estaban enfocadas en comprender lo que estaba dentro del átomo, de ahí la palabra nuclear. Con los años este propósito inicial ha cambiado ya que se tienen muchos más conocimientos y hay nuevos tópicos de investigación que en ese entonces, y por lo tanto hoy en día la meta fundamental del CERN es estudiar los constituyentes fundamentales de la materia y las fuerzas que actúan sobre ellos[25].

En el CERN, los físicos e ingenieros usan el acelerador de partículas más grande y complejo del mundo para estudiar los constituyentes de la materia. Las partículas colisionan unas con las otras a velocidades cercanas a la velocidad de la luz, y el proceso da información o pistas acerca de como interactúan las partículas, y provee un poco de luz acerca de las leyes fundamentales del universo.

3.1. El Gran Colisionador de Hadrones (LHC)

El Gran Colisionador de Hadrones o LHC por sus siglas en inglés de Large Hadron Collider, es el colisionador de partículas más grande y poderoso del mundo, la instalación

experimental más compleja jamás construida, y la máquina más grande del mundo. Se creó en el CERN entre 1988 y el 2008 en colaboración con 10 mil científicos e ingenieros de mas de 100 países, asociados a cientos de universidades y laboratorios [26].

En el LHC hay cuatro grandes experimentos: CMS, ALICE, ATLAS Y LHCb. Es un tunel de 27 km de diámetro, a unos 175 m bajo tierra, debajo de la frontera Franco-Suiza. En este experimento las partículas son aceleradas dentro del anillo del LHC a 99.9999991 % la velocidad de la luz, completando 11.245 vueltas cada segundo. Las partículas colisionan en el centro de los respectivos detectores, cada uno en búsqueda de física distinta. Ocurren 600 millones de colisiones por segundo, pero solo 1 en un millón de las colisiones es de interés.

Para la toma de datos ocurre una preselección electrónica rápida que guarda 1 de cada 10.000 eventos en memoria a 100 GB s^{-1} . Un conjunto de 15.000 procesadores selecciona 1 de cada cien de los eventos restantes, y cada uno de los datos de los cuatro experimentos se transfieren al centro de datos del CERN, en donde otros 73.000 procesadores reconstruyen y almacenan los eventos. Ahí se empieza la reconstrucción de los datos, se copia para guardarse a largo plazo y se distribuye a los miembros a nivel mundial para su análisis [27].

El LHC es un colisionador protón - protón (pp) y en el año 2016 alcanzó una energía del centro de masa $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Uno de los parámetros más relevantes en un colisionador de partículas es la luminosidad instantánea, que es proporcional a la rata de eventos dN/dt , definida como [[28],[29]]:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \times \sigma, \quad (3.1)$$

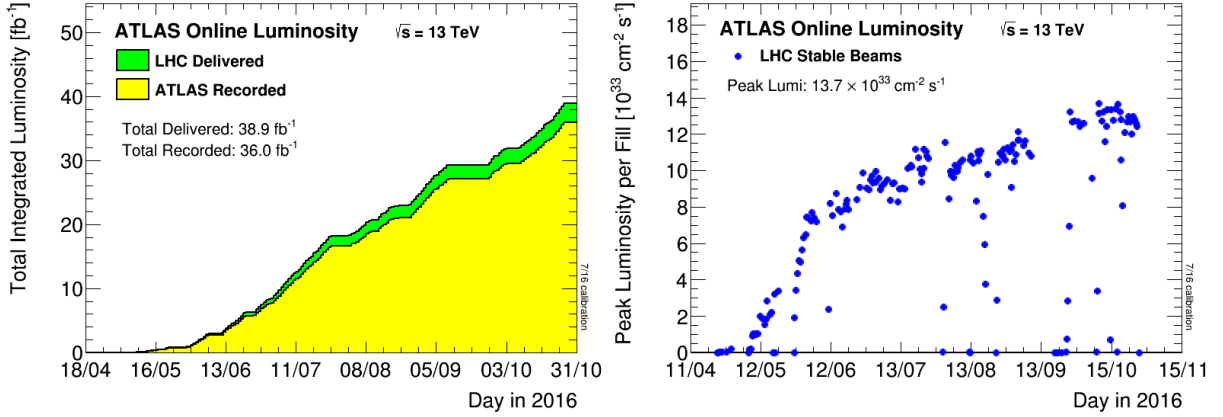
donde σ es la sección eficaz del proceso considerado. La luminosidad instantánea depende de forma general de

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 f k}{4\pi S_x S_y}.$$

Donde N_1 y N_2 son las partículas del haz que revolucionan a una frecuencia f . S_x y S_y corresponden al área de la sección transversal del haz y k es el número de pulsos del haz o *bunches*, que circulan. Para nuestro caso la luminosidad sería [28]

$$\mathcal{L} = \frac{N_p^2 f k}{4\pi R^2}. \quad (3.2)$$

Donde N_p es el número de protones por cada *bunch* y R es el radio medio de la distribución de protones en el plano ortogonal a la distribución del haz.



(a) Luminosidad integrada tomada en el 2016. (b) Luminosidad instantánea tomada en el 2016.

Figura 3.1: La luminosidad instantánea y luminosidad integrada como función del tiempo que fue proporcionada por el LHC (verde) y que grabó ATLAS (amarillo). Fuente: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>. Consultado: 10/02/2017.

La luminosidad se expresa normalmente en unidades de $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, y ésta se define como luminosidad instantánea. Otra forma útil de expresar esta cantidad, tal que sea independiente del tiempo, es por medio de la luminosidad integrada, ésta se define como $L_{\text{int}} = \int L dt$, y se expresa normalmente en unidades de fb^{-1} . El barn es una unidad muy usada en la física nuclear y de altas energías, se denota como b, y es una unidad de área igual a $10^{-28} \text{m}^2 = 100 \text{fm}^2$, donde el prefijo femto es $f = 10^{-15}$. El femtobarn inverso (fb^{-1}) es una unidad usada típicamente para medir el número de eventos de colisiones de partículas por femtobarn de la sección transversal del objetivo, y es la unidad convencional, como ya se mencionó, para la luminosidad integrada. Por tanto, si un detector ha acumulado 100fb^{-1} de luminosidad integrada, se espera encontrar 100 eventos por femtobarn de la sección transversal dentro de los datos[30].

La luminosidad instantánea e integrada son valores útiles para caracterizar el desempeño de un acelerador de partículas, ya que como se dijo anteriormente al estos parámetros ser mayores más datos están disponibles para analizar posteriormente.

La luminosidad instantánea del LHC en el 2016 a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ llegó a un máximo valor de $13.7 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, como se puede ver en la figura 3.1a, por otro lado la luminosidad integrada para el 2016 tuvo un valor de 38.9 fb^{-1} .

Hay una larga cadena de aceleración del haz antes de que entre al LHC, como se puede observar en la figura 3.3. Después de su producción, el haz de protones pasa por un acelerador lineal llamado Linac 2 a 50 MeV que los acelera hasta 1.4 GeV, para ser

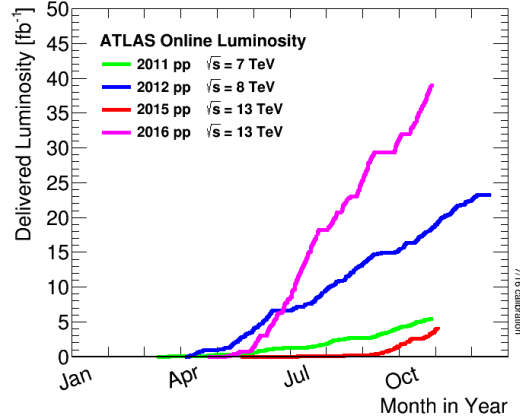


Figura 3.2: Luminosidad obtenida en función del tiempo para 2011 - 2016 (solo datos pp). Fuente: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>. Consultado: 10/02/2017.

recibidos por el *Proton Synchrotron Booster* (PSB), luego en el *Proton Synchrotron* (PS) se reciben los protones del PSB. Éste posee una circunferencia de 628m y tiene 277 electroimanes convencionales (temperatura ambiente), incluyendo 100 dipolos para poder doblar los haces alrededor del anillo. El acelerador opera hasta 25 GeV. Finalmente el haz es dirigido al *Super Proton Synchrotron* (SPS) el cual aumenta su energía por última vez antes de ser inyectado al LHC. El SPS es la segunda máquina más grande en el complejo de aceleración del CERN. Mide casi 7km de circunferencia, toma partículas del PS y las acelera para proveer haces a varios experimentos, entre ellos como ya se mencionó al LHC. Opera hasta 450 GeV, y al igual que el PS posee 1317 electroimanes convencionales (temperatura ambiente), incluyendo 744 dipolos para poder doblar los haces alrededor del anillo [31].

Una vez dentro del LHC, los protones son acelerados en direcciones contrarias hasta que alcancen la energía de colisión de 6.5 TeV (2016) por haz.

Como el LHC acelera dos haces de partículas del mismo signo, se necesitan dos cavidades de aceleración separadas y dos campos magnéticos distintos. El LHC cuenta con 1.232 imanes superconductores y 16 cavidades de radiofrecuencias, las cuales doblan y aceleran los haces de protones en dos líneas de haz paralelas en la máquina. El campo magnético que se usa para doblar tales protones muy energéticos es de 8.3 T, y para llegar a esos valores los imanes superconductores son enfriados a temperaturas de 1.9K y por ellos circula una corriente de 13 kA [27].

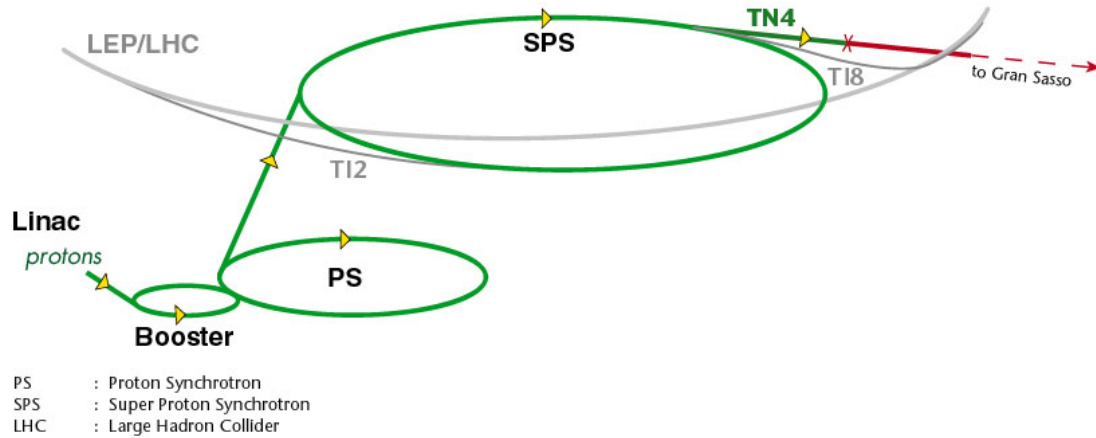


Figura 3.3: Proceso de aceleración de los protones antes de entrar al LHC. Tomado de [31]

3.2. El Detector ATLAS

El detector ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) es uno de los cuatro experimentos principales que graba colisiones proporcionadas por el LHC, siendo éste uno de sus detectores de propósitos generales. Investiga un rango amplio de física, desde la búsqueda del bosón de Higgs hasta dimensiones extra y partículas que pudieran conformar la materia oscura. Aunque tiene los mismos propósitos que el detector CMS, usa diferentes soluciones técnicas y un sistema de bobinas diferente [32].

Haces de partículas del LHC colisionan en el centro del detector ATLAS creando residuos de estas colisiones en la forma de nuevas partículas, las cuales salen del punto de colisión hacia todas las direcciones. Seis diferentes subdetectores están puestos en capas alrededor de donde ocurre la colisión, pudiendo así medir los caminos tomados, momentum, y energía de las partículas, tal que se puedan identificar individualmente.

Las interacciones que ocurren crean una enorme cantidad de flujo de datos. Para poder manejar y procesar los datos, ATLAS usa un sistema de trigger que le permite al detector saber cuales eventos grabar e ignorar. Tiene 46 m de longitud, y 25 m de alto y ancho, pesa 7000 t, siendo este el detector con mayor volumen jamás construido [33].

La estructura tiene una forma cilíndrica centrada en el punto de interacción con su eje sobre la línea del haz, y está compuesto por varios subdetectores concéntricos, tal que cada uno mide distintas propiedades de las partículas generadas en la colisión pp. De la capa más interna a la capa más externa cada uno de los subdetectores son los siguientes a describir y se pueden observar en la figura 3.4 [[35],[29],[36]].

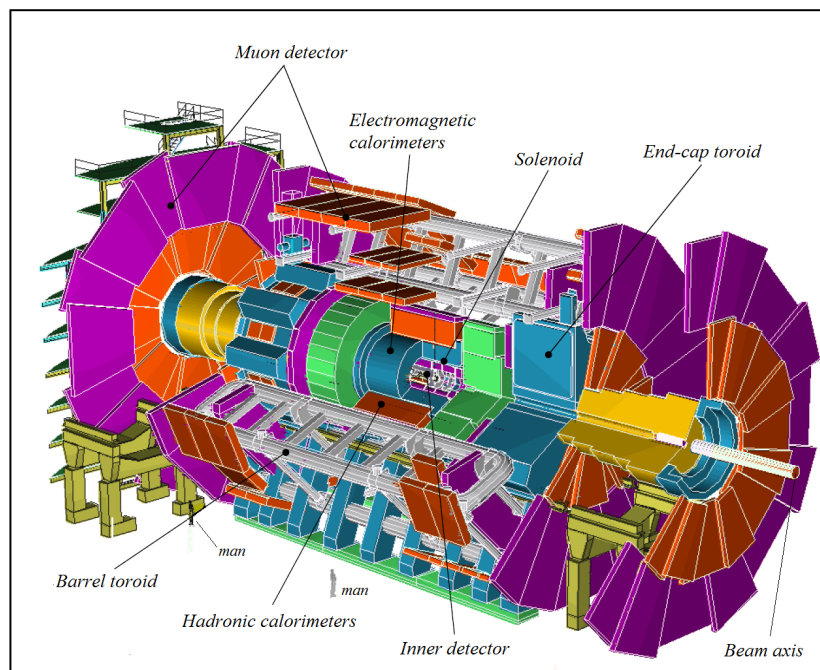


Figura 3.4: Estructura del detector ATLAS. Tomado de [34]

- Detector Interno (ID): En esta parte van a ser detectadas solamente las partículas cargadas, y se va a poder medir el momentum y la dirección de ellas.
- Solenoide Superconductor: Provee de un campo magnético uniforme al eje del haz el cual está sumergido en el detector interno.
- Calorímetro Electromagnético: Éste va a medir la energía depositada por los electrones y fotones.
- Calorímetro Hadrónico: Éste calorímetro a diferencia del anterior va a medir la energía depositada de los hadrones.
- Espectrógrafo de Muones: Es un sistema que va a detectar y medir los muones que viajen hacia el detector, pasando por todas las capas subdetectoras sin ser notados. Éstas son las únicas partículas, además de los neutrinos, que van a llegar a esta parte tan externa debido a su gran masa.
- Un *air-cored*: Es un inductor que no usa un núcleo magnético, es decir la bobina se envuelve en plástico, cerámica u otro material no magnético, también se construyen de tal forma que solo tengan aire dentro del alambrado. Para el detector ATLAS éste tiene es un superconductor toroidal y provee de campo magnético al espectrógrafo de muones.

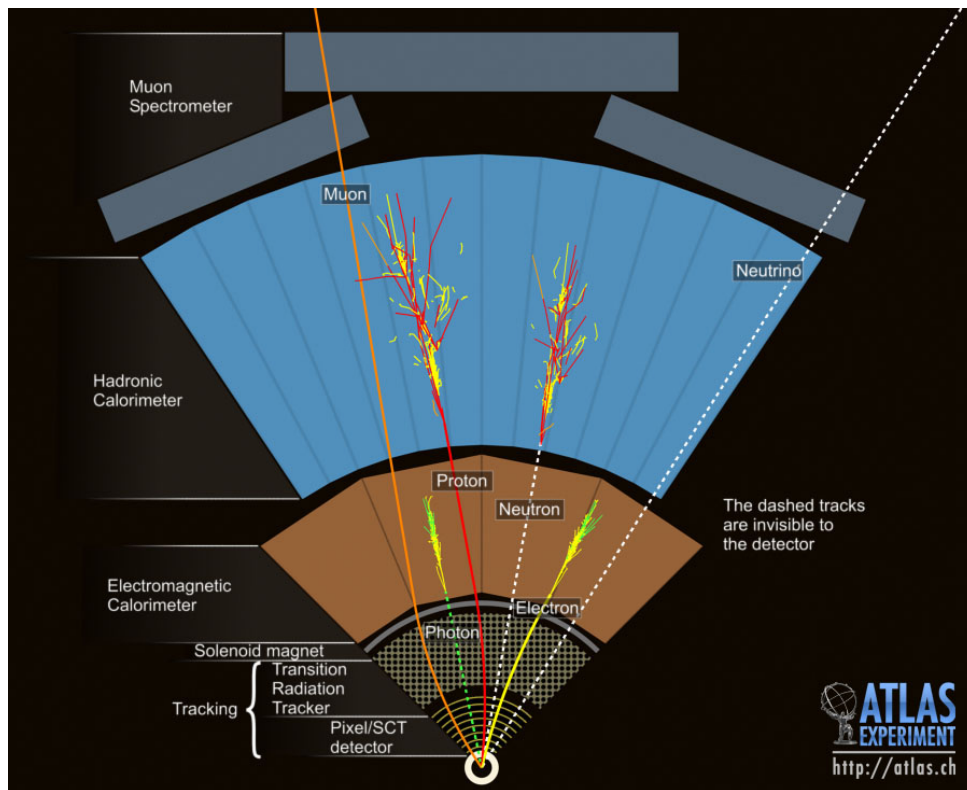
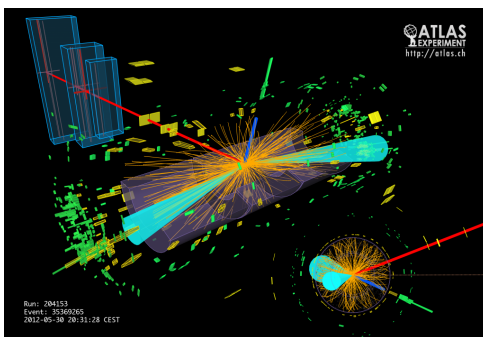
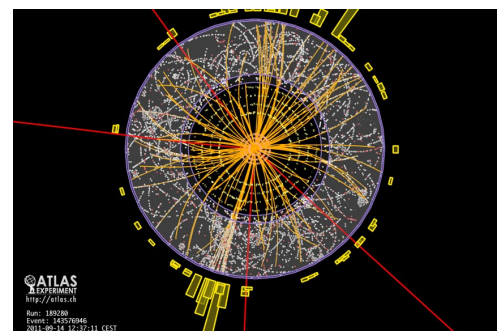


Figura 3.5: Esquema de detección de partículas producidas en una colisión mientras que viajan por las distintas capas de los detectores de ATLAS. Fuente: <http://atlas.ch> Consultado: 10/02/2017



(a) Colisión pp dentro del detector ATLAS.



(b) Vista transversal del detector

Figura 3.6: Colisión pp en el experimento ATLAS. Fuente: <http://atlas.ch> Consultado: 10/02/2017

En las próximas secciones se explicaran con mayor detalle cada uno de los detectores y su funcionamiento.

3.2.1. Sistema de Coordenadas de ATLAS

El sistema de coordenadas de ATLAS es un sistema cartesiano de derecha, es decir es un sistema tridimensional de coordenadas en el cual sus ejes cumplen con la regla de la mano derecha. El eje z está a lo largo del eje del haz, y el plano x - y es perpendicular a la línea del haz y es referido como el plano transverso, tal como el momentum de las partículas medido en el plano transverso es el momentum transverso p_T [29]. El eje x positivo apunta desde el punto de interacción al centro del anillo del LHC, y el eje y positivo apunta hacia arriba de la superficie de la Tierra. Esto se puede observar en la figura 3.7.

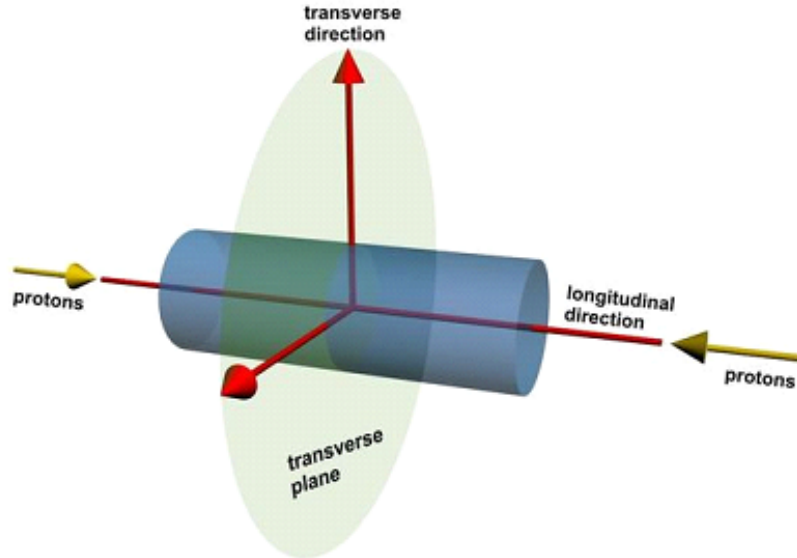


Figura 3.7: Dirección y plano transverso en una colisión pp. Fuente: <http://hypatia.iasa.gr/en/help.html>. Consultado: 10/02/2017

El momentum de una partícula es el producto de su masa por la velocidad:

$$\vec{p} = m\vec{v} = (p_x, p_y, p_z).$$

En coordenadas esféricas, centradas en el punto de colisión, $\vec{p} = (|\vec{p}|, \theta, \phi)$, donde θ es el ángulo polar, el cual describe el ángulo desde el eje positivo z hasta el haz, y ϕ es el ángulo azimutal, el cual es el ángulo polar en el plano transverso, es medido desde el

eje x , alrededor del haz [28]. Como la mayoría de los detectores son cilíndricos, es usada comúnmente una nueva magnitud llamada pseudorapidez, definida como:

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

la cual tiene valores entre $(-\infty, \infty)$. Esto se puede observar en la fig 3.8a

En la física de colisionadores, se prefiere la pseudorapidez η sobre el ángulo polar θ entre varias razones, porque la producción de las partículas es constante como función de la pseudorapidez [37].

También se prefiere el momentum transversal p_T sobre el momentum lineal, debido que el p_T se puede calcular por medio de la energía transversa de la colisión, la cual proveen los calorímetros. El momentum transversal se puede calcular por medio de ϕ de la siguiente manera, tal como se ve en la figura 3.8c:

$$\vec{p}_T = \vec{p} \sin \phi. \quad (3.4)$$

Para obtener el momentum en coordenadas cartesianas (p_x, p_y, p_z) , con el eje z como el eje del haz, se usan las siguiente conversiones [38]:

$$\begin{aligned} p_x &= p_T \cos \phi, \\ p_y &= p_T \sin \phi, \\ p_z &= p_T \sinh \eta, \\ |\vec{p}| &= p_T \cosh \eta. \end{aligned} \quad (3.5)$$

El espacio $\eta - \phi$, como se ve en la figura 3.8b, corresponde a un sistema de coordenadas rectangulares en el cual η está graficado en una dirección, y ϕ es perpendicular a ésta. La dirección de una partícula que sale del detector es representada por un punto en el espacio de $\eta - \phi$. Las partículas que viajan en la misma dirección están cercanas una de la otra en el espacio $\eta - \phi$. [37]; la separación de estas partículas ΔR , definida en el espacio de $\eta - \phi$, por tanto expresada puramente en cantidades angulares, se puede ver expresada en la ecuación 3.6; ésta es invariante de Lorentz, si las partículas no poseen masa [38].

$$\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}. \quad (3.6)$$

Se usan coordenadas cilíndricas (r, ϕ) para definir el plano transversal, donde ϕ es como se mencionó anteriormente el ángulo azimutal al rededor del haz [39].

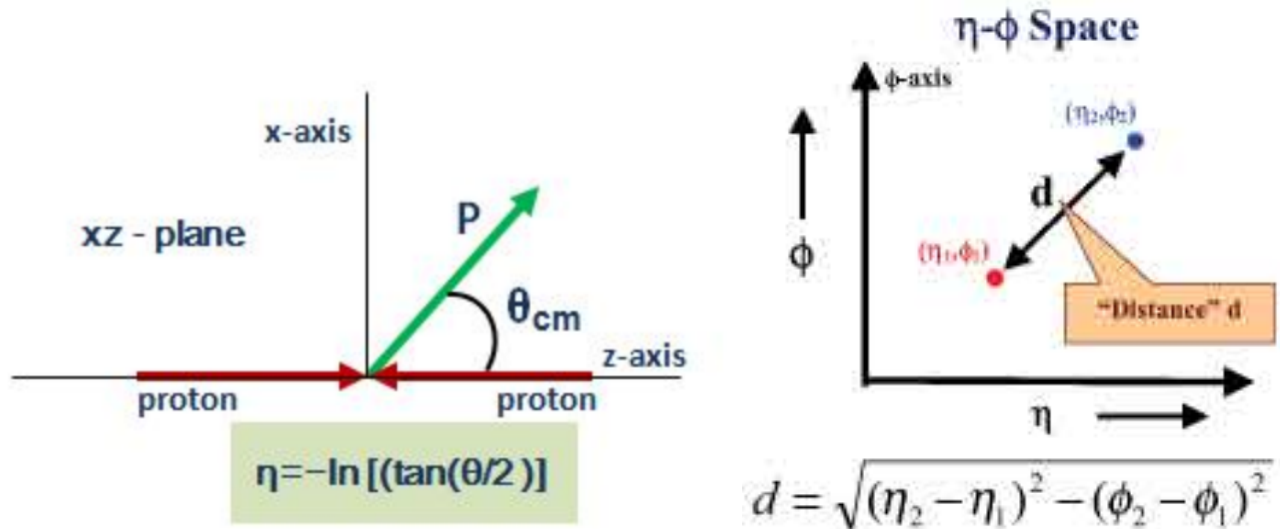
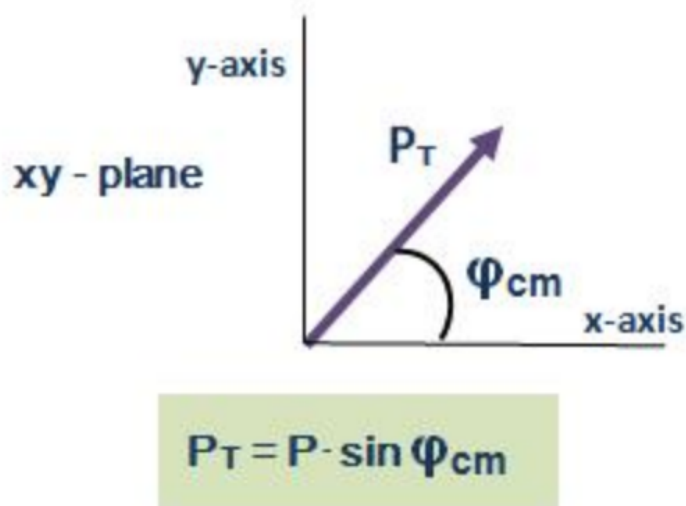
(a) Definición de la pseudorapidez (η)(b) Espacio de $\eta - \phi$ y la distancia ΔR (c) Definición del momentum transverso p_T , para el plano x-y

Figura 3.8: Definición de la pseudorapidez η , el espacio $\eta - \phi$, la distancia ΔR y el momentum transverso p_T . Tomado de [37].

3.2.2. Los Imanes de ATLAS

El sistema de imanes superconductores de ATLAS provee de campos magnéticos lo suficientemente fuertes como para poder doblar la trayectoria de partículas cargadas mientras que ellas salen de la colisión, permitiendo que se puedan realizar medidas de su momentum.

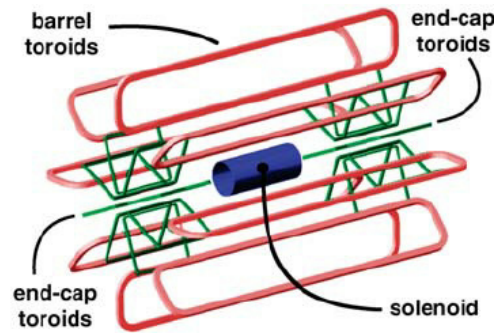


Figura 3.9: Sistema de imanes del detector ATLAS: el cilindro interno es el solenoide superconductor, y las partes externas con las bobinas del toroide. Fuente: https://www.researchgate.net/figure/269698566_fig14_Figure-17-ATLAS-detector-magnet-system-Courtesy-of-CERN Consultado: 15/02/2017

ATLAS posee dos sistemas de imanes: un solenoide superconductor, el cual provee de campo magnético al ID y un sistema toroidal magnético de *air-core* [[29],[36]].

- Solenoide: Cubre toda la región central del detector. Crea un campo de 2T que dobla el haz de partículas cargadas alrededor de la dirección entrante (eje z), tal que se pueda medir su momentum transverso. Tiene un largo de 5.3 m, un diámetro de 2.4 m, un ancho de 4.5 cm y pesa 5 t. Está conformado por 9 km de cable superconductor y posee una corriente nominal de 7.73 kA, el solenoide está ubicado entre el ID y el calorímetro electromagnético.
- Toroide: Está localizado en la parte externa de los sistemas de calorímetros y cubre la región $|\eta| < 3$, provee de un campo magnético en la región central del detector de 3.9 T y en la parte más adelante de 4.1 T. Cada uno de los tres sistemas de toroides de ATLAS consiste en ocho bobinas, colocadas de forma radial y simétrica al rededor del eje del haz. Cada toroide carga una corriente de 20 kA tal que se genere el campo magnético ya mencionado.

El objetivo de dichos toroides es poder mejorar las medidas del momentum transverso de los muones [28].

El doble sistema de imanes de ATLAS está diseñado tal que se puedan obtener dos medidas independientes del momentum transverso del muón, una primera medición en el detector interno y otra posteriormente en el espectrógrafo de muones.

3.2.3. El Detector Interno (ID)

El Detector Interno de ATLAS o llamado ID por sus siglas en inglés de *Inner Detector* mide la posición de partículas cargadas mientras éstas atraviesan el detector. Con el fin de hacer frente a la gran densidad de partículas que se producen en el LHC, el ID está diseñado para hacer medidas de alta precisión en el radio interno, con un rastreo o seguimiento continuo de los elementos en el radio exterior. Todo esto contenido en un campo magnético de 2 T. Esto le permite al ID servir como espectógrafo en el cual las trayectorias curvadas de las partículas cargadas pueden ser reconstruidas. Las partículas cargadas con un momentum transversal por encima de los 500 MeV pueden ser reconstruidas dentro de ID. Por debajo de los 500 MeV las partículas cargadas no cruzan completamente el ID [35].

Está compuesto de tres subdetectores cilíndricos concéntricos, tal que rodean el eje del haz, el eje z . Tiene aproximadamente un largo de 6 m y un diámetro de 2.3 m, cubriendo la región $|\eta| < 2, 5$.

Los tres subdetectores que conforman el ID son los descritos a continuación y pueden ser observados en la figura 3.10 [[29],[35],[40]].

- *Pixel Detector*: Es el subdetector más cercano al punto de interacción. Está compuesto por tres capas de pixel de silicio. El sistema provee de tres medidas de alta precisión en promedio para partículas cargadas, y tiene una resolución de posición de $10\mu\text{m}$ en el plano $r - \phi$ y $115\mu\text{m}$ en el eje z . Debido a su gran precisión, el ID tiene una gran habilidad de encontrar partículas de vida corta. El ID provee también de una cobertura uniforme en ϕ hasta $|\eta| = 2.5$.
- *Semiconductor Tracker (SCT)*: Es el segundo detector con mayor precisión del ID de ATLAS. Cada una de sus capas está compuesta de una doble capa de tiras de silicio, cuyos ejes están inclinados por 40 mrad con respecto uno del otro. El sistema del SCT provee ocho medidas de alta precisión por track en el rango radial intermedio, contribuyendo a las medidas para el momentum y posición del vértice. El par de medidas en cada capa de SCT localiza a las partículas cargadas en el plano $r - \phi$, con una exactitud de 17 nm , y en el eje z con 580 nm .
- *Transition Radiation Tracker (TRT)*: Es el subdetector más grande del ID. Está compuesto aproximadamente por 350.000 canales de lectura, que proveen medidas de posición con una exactitud de unos $130\mu\text{m}$ en ϕ . Su resolución es menor que la del subdetector anterior, sin embargo esto se compensa por el gran número de medidas por track, 35 en promedio, que puede proveer por partícula, con una cobertura hasta

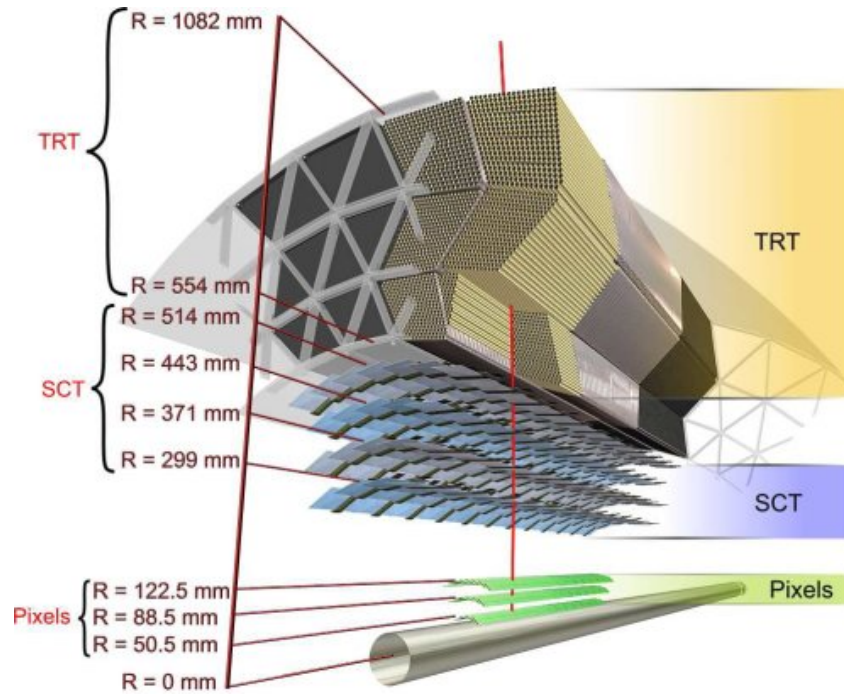


Figura 3.10: Composición del detector interno (ID) de ATLAS. Fuente: <https://atlas.cern/discover/detector/inner-detector>. Consultado: 10/02/2017

$|\eta| = 2.0$. Además del seguimiento a las partículas que hace el TRT, éste provee de identificación de partículas por medio de la detección de la radiación de transición. Las partículas cargadas emiten una radiación de transición, es decir fotones, cuando atraviesan en TRT. La probabilidad de emitir un fotón es una función del factor de Lorentz γ , y el número de fotones por radiación de transición encontrados en el TRT da la separación entre los electrones y los hadrones cargados.

El objetivo principal del ATLAS ID es poder medir las tracks de las partículas cargadas producidas en la colisión pp y todas las propiedades relacionadas: p_T , η , ϕ y los posibles vértices secundarios debidos a partículas de vida media larga.

3.2.4. Sistema de Calorímetros

Cuando ocurren las colisiones de partículas, la energía en centro de masa de la colisión se transforma en nuevas partículas. Se quiere conocer qué partículas se producen, de dónde vienen, y ciertos parámetros o propiedades: la posición, la carga eléctrica, su masa y la energía. La calorimetría nos permite la medida de energía de las partículas.

Si se quiere detectar una partícula, ésta debe interactuar con el material dentro de detector y esta interacción puede darse por medio de ionización. Éstas medidas de ioniza-

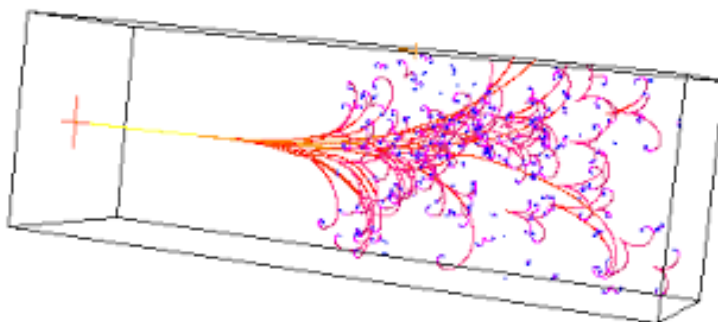


Figura 3.11: Representación gráfica de una cascada producida por una partícula al entrar en un bloque de material. Fuente: <https://www.classe.cornell.edu/Research/CMS/EventReconstruction.html>. Consultado: 15/02/2017

ción se utilizan para estimar la trayectoria y posición de las partículas y esto es lo que se usa en los detectores que miden las trayectorias de las partículas, de los cuales se hablaron en la sección anterior. Una segunda medida puede ser el deposito de energía, total o parcial, dentro de un detector, esto sirve para medir la energía de la partícula incidente. Una vez que la partícula interactúe con el material y transfiera una cierta cantidad de su energía, se genera una señal que es recolectada, amplificada y es tratada por medio de circuitos electrónicos, para luego transferirse a un sistema de adquisición de datos y almacenamiento. La señal que se obtiene a través de los detectores debe ser proporcional a la cantidad de energía inicial [41].

La *Calorimetría* en la física de nuclear y de partículas se refiere a la detección de partículas por medio de la absorción total o parcial de la energía de las partículas, en un bloque de material; tal que cuando las partículas depositan su energía se pueda obtener una señal electrónica. Éste es un método destructivo porque las partículas depositan su energía en el bloque [42].

En los calorímetros, las partículas cargadas en general van a interactuar a través de ionización y Bremsstrahlung, los fotones por otro lado van a interactuar con la materia por medio de la dispersión de Compton, efecto fotoeléctrico y producción de pares. Los hadrones por medio de interacciones nucleares, y los neutrinos como solamente interactúan de forma débil, no van a interactuar con la materia.[41]

Cuando una partícula de alta energía entra en el detector o al bloque de materia va a producir una cascada de partículas secundarias. Cada partícula secundaria deposita su energía y produce adicionalmente otras partículas, hasta que una gran parte de su energía sea absorbida, sin embargo no siempre es completamente absorbida. La composición y dimensiones de la cascada depende del tipo y energía de la partícula en cuestión que está entrando.

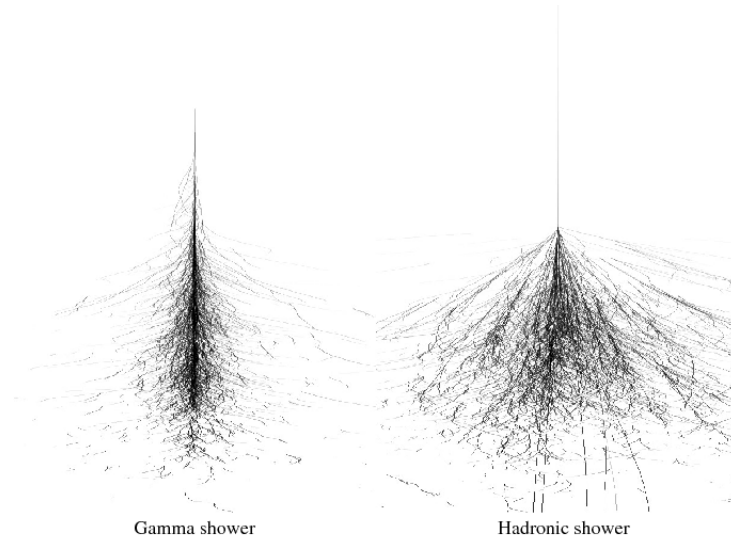


Figura 3.12: Se muestra una cascada EM vs una hadrónica, y se observa principalmente como cambia el ancho de hadrónica respecto a la EM. Fuente: <https://inspirehep.net/record/810115/plots>. Consultado: 15/02/2017

Los electrones depositan casi toda su energía en una región muy pequeña mientras que los hadrones producen cascadas mucho mas largas y amplias, por medio de los calorímetros se pueden diferenciar formas de las cascadas e identificar de que partícula en específico viene esa cascada.

Existen dos tipos de cascadas, las EM que se rigen básicamente por QED, éstas son más fáciles de explicar, y las hadrónicas que son más complicadas y difíciles de modelar, ya que ocurren por interacciones nucleares y también tienen una componente EM. Se puede ver la diferencia entre estas dos tipos de cascadas la figura 3.12 . Debido a esto se tiene un calorímetro para cada uno de estos dos grupos de partículas [28].

El calorímetro de ATLAS tiene una forma cilíndrica, centrada en el punto de interacción con su eje sobre el eje z del detector. Tiene un largo de unos 13m en el radio exterior de los calorímetros electromagnéticos y hadrónicos son de 2.25 m y 4.25 m respectivamente [33].

Calorímetro y Cascadas Electromagnéticas

Las cascadas EM van a ser debidas a los electrones, positrones y fotones. Para e^- y e^+ a bajas energías el principal proceso de interacción con la materia es la ionización, pero para altas energías es el *Bremsstrahlung*. El *Bremsstrahlung* es la radiación electromagnética que se produce por la desaceleración de una partícula cargada cuando se desvía por otra partícula cargada[28]. La partícula cargada pierde energía cinética, la cual es convertida

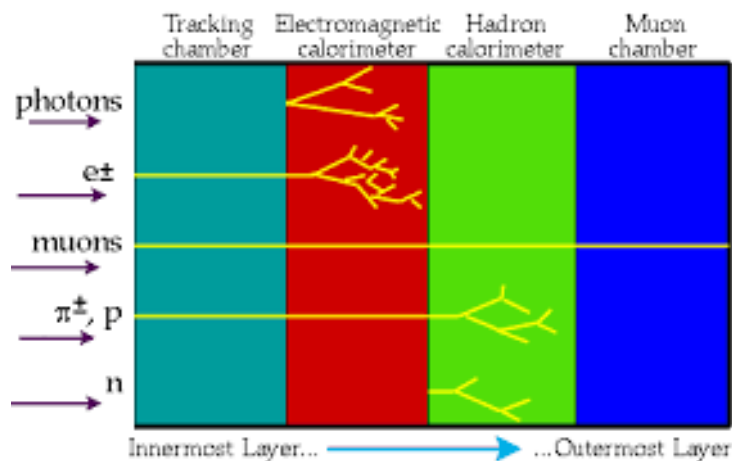


Figura 3.13: Se puede observar en la figura como interactúan distintos tipos de partículas con cada una de las capas de los detectores de ATLAS. Tomado de [34]

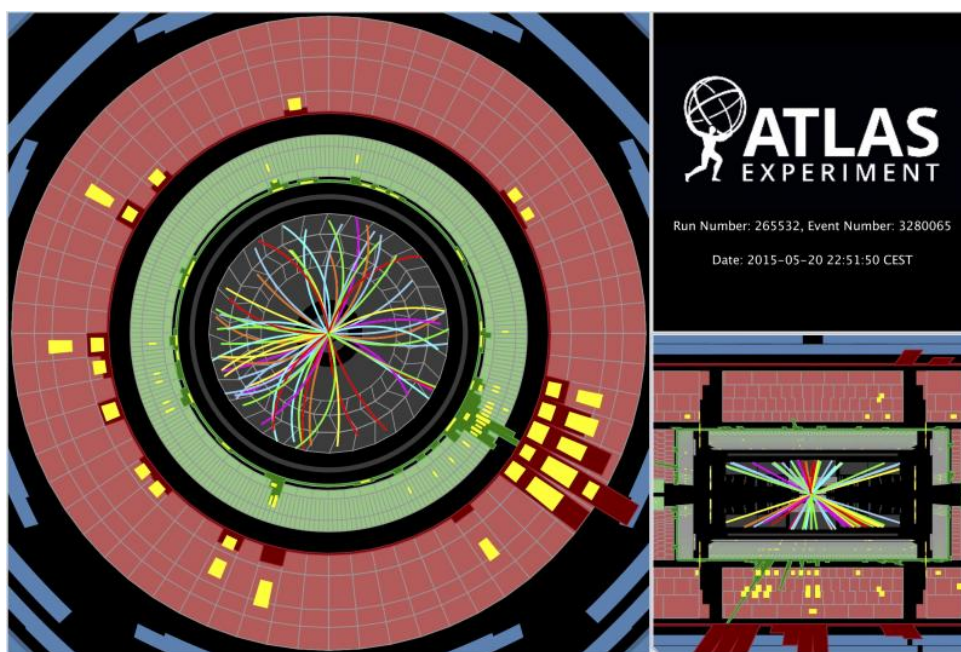


Figura 3.14: Distintas vistas del experimento ATLAS, para una colisión pp. Primeramente las partículas producto de la colisión pasan por el ID, y las partículas cargadas dejan su track, seguido de eso pasan por el calorímetro EM (parte verde) y posteriormente el calorímetro hadrónico (rojo), la última parte es el espectógrafo de muones (azul). Se puede observar en los distintos calorímetros los depósitos de energía que las partículas dejan. Fuente: <http://atlasexperiment.org/photos/events-collision-proton.html>. Consultado: 20/02/2017

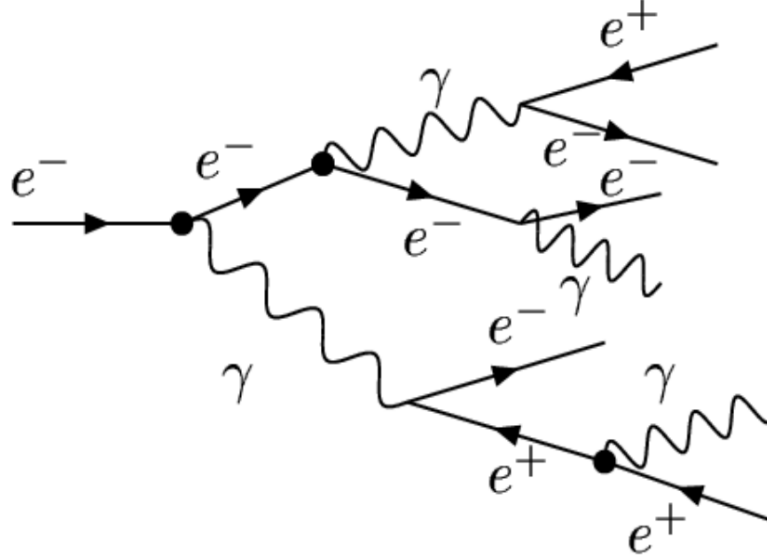


Figura 3.15: Diagrama del proceso de Bremsstrahlung. Tomado de [41]

en un fotón, para que se satisfagan las leyes de conservación de la energía.

Cuando un electrón de energía muy alta entra en el calorímetro, como se describe en la figura 3.15, va a emitir un fotón por medio de Bremsstrahlung, luego este fotón de alta energía a su vez va a producir un par $e^- e^+$, mientras que el electrón primario va a producir otros fotones. Este proceso de multiplicación de partículas va a continuar hasta que la energía media de la partícula alcanza la *energía crítica* [43], debajo de la cual, los electrones comienzan a colisionar con los átomos y moléculas y van a perder energía no por producción de pares o Bremsstrahlung, sino por ionización.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{TOT} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ION} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{BREM}. \quad (3.7)$$

La energía crítica es aquella para la cual las dos contribuciones son iguales

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ION} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{BREM}.$$

La E_c es proporcional a

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE}{dx}\right) &\sim -(E_c/X_0), \\ E_c &\sim (550 \text{ MeV})/Z. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Los fotones producidos en ese punto, perdieron de igual forma bastante energía y se encuentran por debajo de este valor crítico de energía E_c , comienzan a interactuar con la materia por medio del efecto fotoeléctrico o dispersión de Compton. De forma similar si

entrara un fotón y no un electrón, la cascada comenzaría por una producción de pares en vez de Bremsstrahlung, pero el proceso es en si el mismo.

Las características principales de las cascadas EM son las dimensiones longitudinales y transversales. Estas pueden ser descritas en términos de la longitud de radiación (X_0) y el radio de Moliere (ρ_M). La longitud de radiación es una característica del material y esta definido como el camino libre medio para la radiación de Bremsstrahlung [28].

$$\begin{aligned}\frac{1}{X_0} &\equiv \frac{1}{E_B} \left(\frac{dE}{\rho dx} \right), \\ X_0 &= \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right)}.\end{aligned}\tag{3.9}$$

Para los e^+/e^- es la distancia promedio en la cual se pierde $1/e$ (63 %) de su energía original

$$\langle E(x) \rangle = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}}.\tag{3.10}$$

EL Calorímetro Electromagnético consiste en placas de plomo delgadas (2.5 mm) inmersa en un baño de argón líquido. Cubre una región hasta $|\eta| < 3.2$. Cuando partículas de altas energías atraviesan el plomo, su energía es transformada en una lluvia de electrones y positrones de bajas energías. Estas partículas ionizan el argón líquido entre las placas. La carga colectada es una medida de la energía depositada [41].

Calorímetro y Cascadas Hadrónicas

Los calorímetros hadrónicos miden la energía de los hadrones cargados y neutros. Cuando un hadrón de alta energía entra en el calorímetro, tiene una gran probabilidad de interactuar con un núcleo de algún átomo, y por tanto crear una mezcla de hadrones cargados y neutros. Probablemente se van a producir π^0 , los cuales son inestables y van a decaer en fotones, y producir una cascada EM. El resto de los hadrones cargados van a penetrar dentro del calorímetro y va a crear a su vez otras interacciones hadrónicas secundarias, lo cual va a llevar a la creación de una cascada [41].

En las cascadas hadrónicas hay una gran complejidad debido a la componente hadrónica y EM. Por otro lado, la energía de las cascadas hadrónicas se va a perder en rompimientos de protones y neutrones de los núcleos, y esta energía no puede ser detectada, pero es un 20 % a 40 %. Un problema adicional que se presenta en este tipo de cascadas es que esa cantidad de energía que se pierde no es único porcentaje sino que va a variar dependiendo de la partícula y el material, y esto degrada la precisión con la cual se puede medir la energía de las partículas .

El calorímetro hadrónico rodea al EM. Absorbe y mide la energía de los hadrones con altas energías, como lo son protones, neutrones, piones y kaones. Los electrones y fotones se quedan en el calorímetro EM y por tanto no entran acá. Cubre la región $|\eta| < 4.5$. La región central, conformada por $|\eta| < 1.7$, está construida por capas alternantes de hierro, que es usando como absorbente, en esta parte no se realizan mediciones sino que se utiliza para comenzar la cascada. Se utilizan cuadros centelladores como material activo, que son los materiales que se utilizan para medir, esto causa que los cuadros centelladores emitan luz en una cantidad proporcional a la cantidad de energía de los hadrones iniciales. La región intermedia que está entre $1.7 < |\eta| < 3.1$ está equipado con argón líquido y plomo, tal como está construido el calorímetro EM, mientras que la región delantera que está entre $3.1 < |\eta| < 4.5$, está equipada igualmente con argón líquido en una estructura de varillas y tubos hechos de cobre. La variedad de materiales y estructuras es debido a las diferencias entre las distintas radiaciones que se produce en las diferentes partes del detector [29].

Los calorímetros hadrónicos deben ser de mayor tamaño que los EM, si se quiere absorber la mayor parte de la energía de la cascada producida por la partícula.

3.2.5. Espectógrafo de Muones (MS)

Los muones por ser leptones son partículas muy similares a los electrones, pero estos tienen 200 veces la masa de los electrones. Ellos son las únicas partículas detectables que pueden atravesar todas las partes del calorímetro sin ser detenidos [29].

El espectógrafo de muones o MS por su nombre en inglés *Muon Spectrometer*, está formado por 4.000 cámaras de muones individuales, las cuales se extienden sobre un área de más de 12 000 m², y posee mas de un millón de canales de lectura, los cuales permiten identificar y medir los momentos de muones.

El espectógrafo de muones rodea toda la parte de los calorímetros y mide la trayectoria de los muones tal que se pueda determinar su momento con una alta precisión. Consiste en una cámara grande colocada en una campo magnético producido por bobinas gigantes toroidales superconductoras. El sistema de muones combina varios tipos de cámaras de detección. En estas cámaras normalmente hay volúmenes cerrados de gas (Argón y CO₂ a altas presiones) por el cual los muones al viajar producen ionización. Un campo eléctrico fuerte acelera los electrones creados, causando una cascada de electrones. Éstas nuevas partículas cargadas se van a ir a los lados y al centro del tubo, midiendo el tiempo que tardan desde que se crean hasta llegar a ese punto, se puede calcular la posición del muon mientras que va pasando por el detector [28].

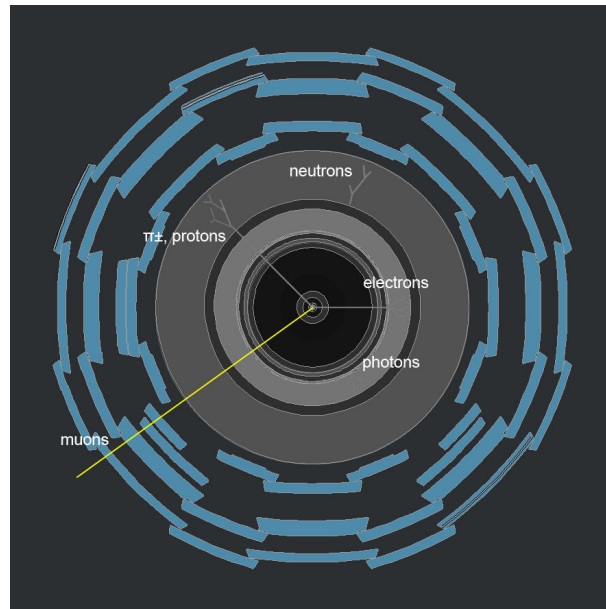


Figura 3.16: Visión transversal del espectrógrafo de muones (MS) de ATLAS, mientras diferentes partículas lo atraviesan. Fuente: <http://atlasexperiment.org/photos/events-collision-proton.html>. Consultado: 20/02/2017

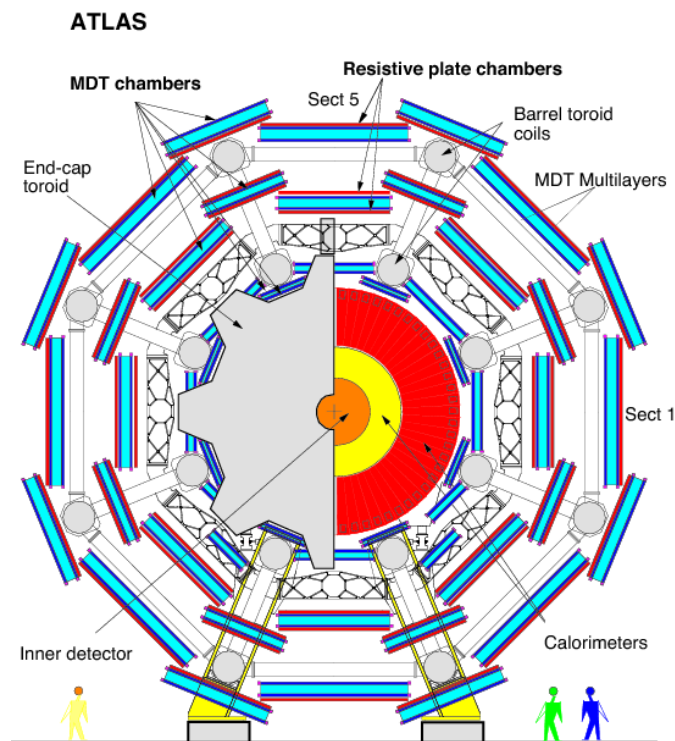


Figura 3.17: Partes del espectrógrafo de muones de ATLAS. Fuente: <http://atlasexperiment.org/muon.html>. Consultado: 20/02/2017

3.2.6. ATLAS Trigger

En el LHC, las colisiones protón-protón ocurren a con una frecuencia mayor a 1 GHz, es decir mas de 10^9 colisiones por segundo. Solamente se quieren guardar los eventos con procesos físicos de interés, sin embargo esta tarea no es algo trivial. Para poder seleccionar los eventos de interés para su posterior almacenamiento, sin perder información relevante, se utilizan tres niveles de *trigger*, los cuales van a ser explicados a continuación [29].

Esta selección es llevada a cabo de forma en línea por el *trigger* y el sistema de adquisición de datos de ATLAS. El *trigger* de ATLAS está diseñado para inspeccionar rápidamente los eventos detectados por los subdetectores de ATLAS y elegir entre guardar o desechar los eventos, después de ser comparadas sus características principales con un conjunto de valores límites predeterminados contenidos en el menú del *trigger*. De esta forma si el *trigger* decide descartar un evento, éste no se graba y se elimina permanentemente [33].

El sistema de *trigger* de ATLAS tiene una estructura de tres niveles: cada nivel refina las mediciones del nivel anterior introduciendo también nuevos criterios de selección y combinando la información de diferentes subdetectores. [29]

- *Trigger* Nivel - 1 (L1): Funciona solamente basándose en el hardware y toma únicamente el subconjunto de información procedente de los detectores de los calorímetros y muón. Requiere aproximadamente $2\mu\text{s}$ para llegar a su decisión, incluyendo los retardos de propagación en los cables entre el detector y la sala de recuento subterránea donde se aloja la lógica de disparo. Toda la información del detector debe almacenarse en las memorias de la tubería hasta que la decisión L1 esté disponible. El trigger L1 busca p_T altos de muones, electrones, fotones, jets, entre otros. Los resultados que se obtienen después de esos $2\mu\text{s}$ forman una lista llamada Regiones de Interés (RoI), éstas son regiones del plano $\eta - \phi$ del detector. Este nivel acepta hasta 100000 eventos por segundo .
- *Trigger* Nivel -2 (L2): Los eventos seleccionados en la parte L1 son retenidos para posteriores análisis del L2. El tiempo promedio que se tarda en analizar es de 10 ms por evento, lo que da una rata de salida de unos 5 kHz. La parte anterior fue basada en el hardware, esta parte por otro lado es basada en el software.

EL *trigger* L2 refina la selección o los candidatos como posibles objetos de interés, usando información ahora de todos los detectores, incluyendo el ID, el cual no fue usado en el L1. Los datos de diferentes subdetectores es combinada tal que se puedan obtener mejores resultados, que en éste caso es una mejor reconstrucción e identificación. Un ejemplo de esto es que toma las trazas obtenidas del ID y MS para

combinarlas y obtener así información sobre los muones, también la información del ID y los calorímetros son combinados para distinguir entre electrones y fotones.

- Llenado de eventos (EF): Es hecho completamente por medio de software, y junto con el L2 forma el *Trigger* de Alto Nivel (HLT). Ya en esta etapa, es realizada una reconstrucción completa del detector, no solamente basándose en los RoIs. El tiempo de procesamiento para los eventos es de segundos, reduciendo la rata de resultados a 500 Hz.

3.3. Generadores de Monte Carlo en la Simulación de Eventos en ATLAS

Las simulaciones de *Monte Carlo* se utilizan para modelar la probabilidad de diferentes resultados en un proceso que no se puede predecir fácilmente, por medio de simulación de variables aleatorias.

Son una amplia clase de algoritmos computacionales que se basan en el muestreo aleatorio repetido para obtener resultados numéricos. Su idea esencial es utilizar la aleatoriedad para resolver problemas que pueden ser deterministas en principio. A menudo se utilizan en problemas físicos y matemáticos y son más útiles cuando es difícil o imposible utilizar otros enfoques. Los métodos de Monte Carlo se usan principalmente en tres clases de problemas diferentes: optimización, integración numérica, y generación de dibujos a partir de una distribución de probabilidad [33].

Monte Carlo interviene tanto en la preparación del experimento como una vez que se está corriendo dicho experimento. Durante la fase de preparación, la simulación provee de un ambiente para poder desarrollar y entender el detector, para desarrollar estrategias de análisis, estimar la sensibilidad de diferentes procesos físicos, entre otras cosas. Una vez que el experimento está corriendo MC es usado para comparar las predicciones hechas por los modelos físicos con los datos reales que se están consiguiendo.

La simulación y reconstrucción de eventos es llevada a cabo mediante el marco de referencia de Athena, el cual es un software creado por ATLAS que maneja casi toda la producción de generación de eventos, simulaciones, reconstrucción y derivación de productos [[32],[44]].

Hay dos tipos de generadores de Monte Carlo, multi-propósito los cuales manejan todos los pasos de la generación de eventos, y por otro lado están los generadores de MC especializados, que sólo manejan una parte específica de los pasos de la cadena de generación de MC. Dependiendo del problema a tratar un generador puede funcionar

mejor que otro, ya que se pudieran obtener resultados diferentes dependiendo del caso.

Capítulo 4

Métodos Estadísticos en la Física de Partículas

En la física de partículas los análisis de datos se hacen midiendo características o parámetros de cada uno de los eventos, como lo son el momentum transverso de las partículas en los estados finales, cuantas partículas hay en este estado final, el momentum transverso de las partículas iniciales, etc. Luego se cuantifica la exactitud que tienen estos parámetros para poder comparar posteriormente las medidas con las predicciones que dan las teorías. Si esta medida no es compatible con la teoría se puede pensar que es física nueva que se está midiendo y se debe entender mejor [45].

Hay teorías con preguntas abiertas. De estas teorías se tienen hipótesis que dan predicciones. Por otro lado está el experimento con el cual se hacen las medidas de los parámetros. Una vez hechas estas medidas se comparan con las predicciones, para verificar si éstas se validan o no; por ejemplo para decir que el bosón de Higgs es el que predice el SM o mostrar que es algo distinto. En el caso de que no se validen se crea una nueva teoría y se establecen nuevas hipótesis, para reproducir todo el proceso nuevamente. Si se valida la teoría, se expande el entendimiento que se tiene y se crean igualmente nuevas hipótesis para poder medir los parámetros mejor, esto se puede ver representado en la figura 4.1. Para poder validar o refutar una predicción con los datos es necesario recurrir a los métodos estadísticos.

4.1. Probabilidad

Las medidas experimentales son solo muestras de la realidad. No pueden representar el conjunto completo de posibilidades. Estas medidas están afectadas por incertidumbres, y los resultados se pueden expresar como probabilidades.

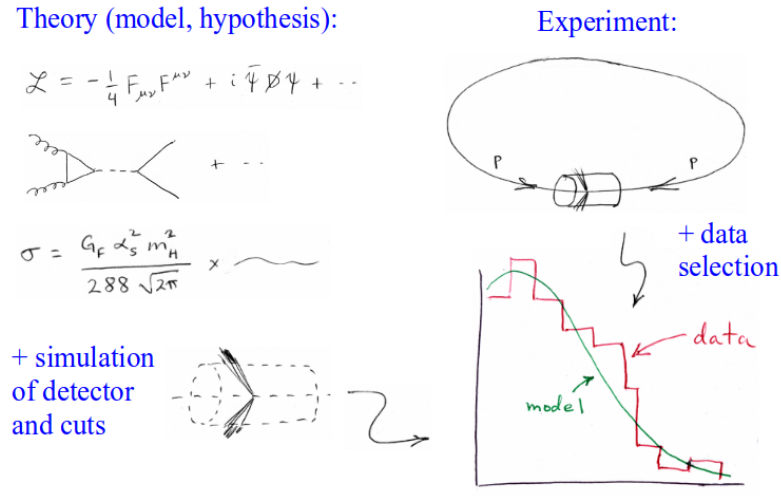


Figura 4.1: Representación gráfica del proceso que ocurre para el análisis de datos en la física de partículas. Tomado de [46]

La estadística juega un papel vital en la ciencia, ya que permite cuantificar los conocimientos y las incertidumbres y comunicar los resultados de los experimentos. Por ejemplo decir que se ha descubierto el bosón de Higgs, y con cuánta precisión se ha hecho. La estadística provee de herramientas para analizar los datos, extraer información, lidiar con los errores experimentales, cuantificar los grados de compatibilidad entre las medidas y las predicciones teóricas, y reportar los resultados partiendo de las mediciones. La estadística usa conceptos de la teoría de la probabilidad, por ello son estudiados juntos.

Muchos procesos en la naturaleza tienen resultados inciertos. Esto significa que sus resultados no pueden ser predichos antes de que el proceso ocurra. Un proceso aleatorio es un proceso que puede ser reproducido hasta cierto punto, y cuyo resultado es incierto. Esta situación puede ser debida a información insuficiente acerca de la dinámica intrínseca del proceso, que impide predecir su resultado, o de la falta de exactitud para reproducir las condiciones iniciales tal que se puede asegurar la reproducción exacta. Algunos procesos fenomenológicos como en la mecánica cuántica tienen aleatoriedad intrínseca. Esto lleva a la posibilidad de diferentes resultados si el experimento se reproduce varias veces, inclusive si cada vez las condiciones iniciales son reproducidas exactamente. La *probabilidad* es la medida de que tan favorecido es uno de los posibles resultados de un proceso aleatorio, comparado con otro de los posibles resultados [47].

Hay dos tipos de enfoques principales para el concepto de probabilidad, estos son referidos como probabilidades *frecuentista* y *Bayesiana* [47].

- La probabilidad *frecuentista* está definida como la fracción de un número de ocurrencias de un evento de interés sobre el número total de eventos posibles en un

experimento que se repite, en el límite de un número grande de experimentos. Este concepto solo se puede aplicar a procesos que tengan un gran número de eventos. No tiene sentido aplicar el concepto de probabilidad frecuentista a un evento desconocido, como los posibles valores de un parámetro del cual no se tiene conocimiento, por ejemplo, que la probabilidad de que la masa de una partícula desconocida sea mayor que 200 GeV .

- La probabilidad *Bayesiana* mide el rango de confianza de que una declaración es cierta. La definición cuantitativa de la probabilidad Bayesiana hace uso de una extensión del teorema de Bayes, el cual se va a explicar más adelante. La probabilidad Bayesiana puede ser aplicada si la probabilidad frecuentista es significativa, o para un mayor rango de casos, en los cuales se quiere determinar la probabilidad de eventos desconocidos o de cantidades desconocidas.

Un evento consiste en ocurrencia de una cierta condición en los resultados aleatorios de un experimento. La probabilidad de un evento es una medida basada en conjunto de todas las posibilidades de resultados de un experimento; en el caso más simple puede ser estimada empíricamente como [[45],[47]]:

$$\text{Probabilidad} = \frac{\text{Número de casos favorables}}{\text{Número de casos posibles}}. \quad (4.1)$$

Este enfoque puede ser usado en la práctica solo para ciertos problemas relativamente simples, ya que se asume que todos los posibles casos que se están considerando son igualmente probables, lo cual no siempre es verdad, sobre todo en casos más complejos.

4.1.1. Probabilidad Condicional y Eventos Independientes

Dado un evento A y un evento B, la *probabilidad condicional*, $P(A|B)$, es definida como la probabilidad de A dada la condición de que el evento B haya ocurrido, y está dada por [47]:

$$P(A|B) = \frac{P(A \cap B)}{P(B)}, \quad (4.2)$$

esto se puede ver representado en la figura 4.2.

Los eventos A y B son llamados independientes si se cumplen [45],

$$P(A \cap B) = P(A)P(B). \quad (4.3)$$

Por tanto se cumple para la probabilidad condicional si los eventos son independientes:

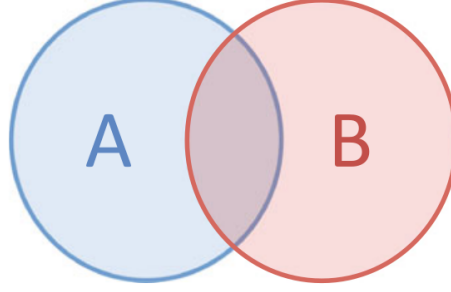


Figura 4.2: Representación gráfica de la probabilidad condicional. Si dos eventos A y B, son representados como conjuntos, la probabilidad condicional $P(A|B)$ es igual al área de la intersección, $A \cap B$, dividida por el área de B. Tomado de [45]

$$P(A|B) = \frac{P(A \cap B)}{P(B)} = P(A). \quad (4.4)$$

4.1.2. Teorema de Bayes

Partiendo del concepto de probabilidad condicional, se introduce el teorema de Bayes. Si se escribe inversamente la probabilidad de un evento B dado un evento A se obtiene [45]:

$$P(B|A) = \frac{P(A \cap B)}{P(A)}. \quad (4.5)$$

Si se extrae el término de $P(A \cap B)$ de las ecuaciones 4.2 y 4.5, se obtiene:

$$P(A \cap B)P(B) = P(B \cap A)P(A),$$

de donde puede ser derivado el teorema de Bayes como lo siguiente:

$$P(A|B) = \frac{P(B|A)P(A)}{P(B)}, \quad (4.6)$$

aquí $P(A)$ representa la probabilidad de un evento A previo a que A sea verdadero, y $P(B|A)$ la probabilidad, bajo la suposición de A, de observar el verdadero resultado de B [48].

4.1.3. Probabilidad Frecuentista

En la estadística frecuentista, las probabilidades son asociadas solamente con los datos, es decir los resultados de observaciones que se repiten. Se realiza el experimento N veces de forma idéntica, si el evento E ocurre k veces entonces [46]:

$$P(E) = \lim_{N \rightarrow \infty} k/N. \quad (4.7)$$

Esto se ve reflejado con los experimentos realizados en el LHC, donde se colisionan protones con igual energía, manteniendo iguales condiciones para cada colisión. Sin embargo, quedan abiertas las preguntas sobre cuándo este límite converge, en el caso de que lo haga, y qué significa que se tengan que tener condiciones idénticas. Si se tiene un solo evento no se puede obtener muchas conclusiones acerca de eso [45].

Las herramientas de la estadística frecuentista dicen que esperar, sobre observaciones que se repiten.

4.1.4. Probabilidad Bayesiana

La probabilidad es un grado de confianza de que un experimento tenga un resultado específico. Se basa en axiomas. Si se toma el teorema de Bayes de la ecuación 4.6, con $A = \text{Teoría}$ y $B = \text{Datos}$, entonces [45]:

$$P(\text{teoría}|\text{datos}) = \frac{P(\text{datos}|\text{teoría})P(\text{teoría})}{P(\text{datos})}. \quad (4.8)$$

El término $P(\text{teoría}|\text{datos})$ representa la probabilidad de que la teoría sea cierta después de que se consideren los datos. El término de $P(\text{datos}|\text{teoría})$ es la función de verosimilitud o del inglés *Likelihood*, lo cual se explicará en detalle posteriormente, representa la evidencia acerca de los datos que provee la teoría. $P(\text{teoría})$ representa la probabilidad previa a la medición de que la teoría sea cierta, y $P(\text{datos})$ es la probabilidad total de las mediciones tomando en cuenta todas las posibles hipótesis [47].

Como ya se mencionó la probabilidad Bayesiana no contradice el enfoque frecuentista, sino que lo incluye.

Por ejemplo para el descubrimiento del Higgs y la mayoría de las búsquedas se usan métodos frecuentistas, pero se puede usar también el método Bayesiano para hacer cálculos de errores sistemáticos. Ya que se tiene idea de la precisión de ciertos parámetros, por ejemplo la precisión con la cual el calorímetro mide la energía, y se usa esa información para hacer estos cálculos.

4.2. Variables Aleatorias y Funciones de Densidad de Probabilidad

Una variable aleatoria toma valores a partir de un proceso con resultado impredecible. Intuitivamente, una variable aleatoria es una descripción numérica para el resultado de un experimento. Se denomina discreta si tiene un número finito de valores posibles, o continua si tiene valores continuos en un intervalo [46].

Un **histograma** es la mejor forma de poder representar gráficamente una cierta distribución de datos numéricos. En el eje horizontal está la cantidad o la variable que se está midiendo. En el eje vertical se mide cuántas veces se obtiene un mismo valor para la variable. Se define como **Bins** los intervalos en los cuales están divididos los datos. El histograma cuenta las entradas para cada *bin* y dibuja una barra (dependiendo del estilo que se escoja) de ese tamaño. Tener una visualización así da una mejor impresión de cómo es la distribución [45].

La curva que se crea cuando se reduce el *bin* tomando un límite al continuo es denotada como $f(x)$ y es llamada la **función de densidad de probabilidad**, denotada por sus siglas en inglés como PDFs (*Probability Density Functions*). La probabilidad de que una variable aleatoria continua x esté sobre un intervalo de valores se puede hallar al integrar debajo de la curva $f(x)$.

4.2.1. Función de Densidad de Probabilidad

Formalmente, la definición de función de densidad de probabilidad es una generalización al continuo de la distribución de probabilidad. Si se considera un espacio la medición x es un punto $\{\vec{x} = (x_1, \dots, x_n) \in \Omega \subseteq R^n\}$, cada extracción aleatoria sería un experimento. El resultado es una medición de $\vec{x}$, lo cual es punto en el espacio Ω . Se puede asociar a cualquier punto $\vec{x}$ una densidad de probabilidad $f(\vec{x}) = f(x_1, \dots, x_n)$ lo cual es un valor real mayor o igual que cero. La probabilidad de un evento A , donde $A \subseteq \Omega$, es decir la probabilidad que $\vec{x} \in A$, está dada por [47]:

$$P(A) = \int_A f(x_1, \dots, x_n) d^n x. \quad (4.9)$$

La función $f(x)$ puede ser interpretada como una probabilidad diferencial, es decir la probabilidad correspondiente a un elemento de volumen $dx_1 \dots dx_n$, dividido por el elemento volumen [47]:

$$\frac{d^n P}{dx_1 \dots dx_n} = f(x_1, \dots, x_n). \quad (4.10)$$

La condición de normalización para una distribución de probabilidad discreta ($\sum_{i=1}^n P(x_i) = 1$), puede ser generalizada para una función de distribución de probabilidad continua de la siguiente manera [47]:

$$\int_{\Omega} f(x_1, \dots, x_n) dx^n = 1. \quad (4.11)$$

En una dimensión se puede reescribir como,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x_1, \dots, x_n) dx = 1. \quad (4.12)$$

4.3. Función de Verosimilitud

Se denota como $L(x|\theta)$, y es la probabilidad, bajo la suposición de θ , de observar los valores de x que se obtuvieron. Es usada después de que los datos estén disponibles para describir la función de un parámetro para un resultado dado [48].

Está diseñada para maximizar la probabilidad de conseguir un resultado obtenido. Se puede escribir como [49]:

$$\mathcal{L}(\theta_1, \dots, \theta_n; \vec{x}) = \prod_{i=1}^N P(\vec{x}_i; \theta_1, \dots, \theta_n), \quad (4.13)$$

donde P es la PDF de una variable aleatoria x , con la cual se quiere modelar el conjunto de datos; $(\theta_1, \dots, \theta_n)$ son los parámetros que van a mostrar cómo es la forma de la PDF; por ejemplo si fuera una gaussiana los parámetros de θ serían el valor medio o el ancho. Se muestra de forma implícita en 4.13 su dependencia con los parámetros θ , y de las N realizaciones $\vec{x}$ de la muestra.

4.3.1. Teorema de la Máxima Función de Verosimilitud

Se tiene un experimento que da un conjunto de medidas x y se quiere ver qué PDF va a representar mejor lo que se observa en el experimento, tal que se pueda extraer información luego. La unión de la PDF con los datos x es una función que depende de un conjunto de parámetros θ . La función de verosimilitud va a representar los datos y dar los parámetros θ que deberán ayudar a hacer que el modelo sea lo más cercano a los datos posibles. Una de las formas de hacer estos ajustes es por medio del Teorema de la Máxima Función de Verosimilitud.

La función se debe evaluar con los datos obtenidos y considerarla como una función de el o los parámetros. La función de verosimilitud también se puede escribir como [45]:

$$L(\vec{\theta}) = f(\vec{x}; \theta). \quad (4.14)$$

Para un valor de θ cercano a la realidad, se espera una alta probabilidad de que el modelo sea lo más cercano a los datos que se tienen. Si el parámetro θ está lejos del valor real, se tiene una probabilidad baja de observar lo que se midió.

El teorema de la máxima verosimilitud dice que los valores de $(\theta_1, \dots, \theta_n)$, que maximizan $\mathcal{L}$ [45],

$$\mathcal{L}(\hat{\theta}_1, \dots, \hat{\theta}_n; \vec{x}) = \max_{\theta} \mathcal{L}(\theta_1, \dots, \theta_n), \quad (4.15)$$

son los estimadores de los parámetros desconocidos θ .

4.3.2. Estimadores de Máxima Verosimilitud

Se llaman $\hat{\theta}$ a los valores de θ que maximizan $\mathcal{L}(\theta)$. Se escribe el estimador con un sombrero, para distinguirlo del verdadero valor θ , el cual siempre va a permanecer desconocido [45].

Para poder hallar este parámetro se puede hacer uso del criterio de la primera derivada, calculando la derivada parcial de la función con respecto al parámetro e igualándolo a cero:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta_i} = 0, \quad i = 0, \dots, m. \quad (4.16)$$

Algunas veces $\mathcal{L}(\theta)$ tiene más de un máximo local, en ese caso se toma siempre el que da el valor más alto de la función.

4.4. Valor de Probabilidad (valor-p)

En estudios como el contraste de hipótesis, lo cual se explicará en la siguiente sección, se formula una cierta hipótesis H, la cual es posteriormente rechazada o se retiene con la ayuda de pruebas estadísticas. El valor-p es una probabilidad, la cual es el resultado de dicha prueba estadística. Es la probabilidad de un acuerdo “peor” que el observado [49]. Los valores de p pequeños corresponden a pruebas sólidas. Si el valor p está por debajo del límite predefinido, los resultados se designan como estadísticamente significativos [50]. Se puede ver representado en la figura 4.3.

La hipótesis propuesta puede ser rechazada si esta probabilidad es menor o igual a un valor límite α , que se escoge de forma arbitraria, y es referido como la significación estadística [50].

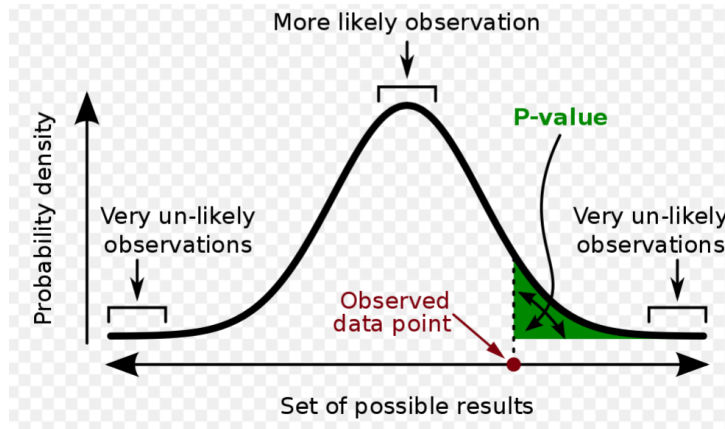


Figura 4.3: Representación gráfica del valor-p. La coordenada vertical es la densidad de probabilidad para cada resultado, calculado bajo la hipótesis nula. El valor-p es el área bajo la curva más adelante del punto de datos observados. Tomado de [51]

Solamente el valor-p no permite tener una declaración acerca de las hipótesis planteadas, es usado sobre todo cuando los resultados no son significativos. Por ello los límites de confianza contienen mayor información. Sin embargo, en el análisis final la definición de este límite es arbitrario, y el valor-p puede ser dado aunque no se haya seleccionado una significación estadística.

El intervalo de confianza es un rango de valores calculado por métodos estadísticos basándose en los datos observados. El nivel de confianza, o C.L. por sus siglas en inglés de *Confidence Level*, es la frecuencia, es decir la proporción de posibles intervalos de confianza que contienen el valor real de su parámetro correspondiente. Un C.L. de 95 % es escogido normalmente. Esto significa que los intervalos de confianza cubren los verdaderos valores en 95 de 100 estudios realizados. La ventaja de los límites de confianza en comparación al valor-p es que ellos reflejan los resultados al nivel de la medición de datos [[49], [50]].

4.5. Contraste de Hipótesis

El contraste de hipótesis, conocido en inglés como *Hypothesis Testing* es una hipótesis que se prueba observando un proceso, el cual se modela por medio de un conjunto de variables aleatorias. Comúnmente dos hipótesis mutuamente excluyentes son comparadas. Se pueden comparar dos conjuntos de datos estadísticos o un conjunto de datos obtenidos mediante muestreo con un conjunto de datos sintéticos, el cual se genera a partir de un modelo idealizado. Se propone una hipótesis y ésta se compara como una alternativa a una *hipótesis nula* [49].

Una hipótesis nula es un tipo de hipótesis utilizada en las estadística que propone que no existe significación estadística en un conjunto de observaciones dadas. Es una hipótesis que los datos permiten negar con un cierto margen de error. Rechazar o refutar la hipótesis nula, y concluir así que hay motivos para creer que hay una relación entre dos fenómenos, es una tarea central en la práctica moderna de la ciencia; el campo de la estadística proporciona criterios precisos para rechazar una hipótesis nula. Se supone que es verdadera la hipótesis nula hasta que la evidencia indique lo contrario. En la estadística, a menudo se denomina H_0 [52].

Mediante esta teoría, en el caso más simple para decidir entre dos hipótesis, se hace considerando una hipótesis nula H_0 , y una hipótesis alternativa o de prueba H_1 , y se intenta dirimir cuál de las dos hipótesis planteadas es considerada no falsa, después de aplicar el problema estadístico a un cierto número de experimentos [53].

Solamente se puede probar que los modelos están equivocados, más no se puede probar directamente que uno sea correcto. Sin embargo, probar una hipótesis equivocada no significa que la alternativa propuesta debe ser correcta. Aunque todos los modelos estén equivocados algunos son útiles; H_0 puede ser correcto pero las predicciones ligeramente defectuosas. Si se miran las distribuciones se pudiera ver el error, y para esto una segunda hipótesis proporciona información sobre dónde buscar.

Por ejemplo, para estudiar el problema sobre si el Higgs existe o no usando el contraste de hipótesis, se puede hacer formulando dos hipótesis, la nula sería que el Higgs no existe, H_0 es el fondo, ya que el fondo del SM sería lo único que se vería si se realiza la medida; y la hipótesis alternativa, H_1 es donde se va a ver el fondo más una señal. El procedimiento para el contraste de hipótesis comienza viendo que tan correcto es H_0 describiendo lo observado, y que tan incompatible es H_1 con lo que se mide. La secuencia que permite que se prueben las hipótesis es la siguiente [45]:

- Crear una prueba estadística $\hat{q}$, que es una función que va a permitir reducir las muestras de datos a un solo número.
- Definir un intervalo de confianza W , el cual va a decir desde donde hasta donde se tiene una cierta confianza, por ejemplo decir que se tiene una confianza del 68 % indicaría que es ahí donde se encuentran el 68 % de los eventos si se hace el experimento N veces y se mide q N veces.
- Medir $\hat{q}$ con los datos. Debido a que antes se hace hipotéticamente con la hipótesis nula. Si $\hat{q}$ está contenido en el intervalo de confianza se dice que la hipótesis nula está aceptada y en el caso contrario no está aceptada.

Cuando se desarrolla el resultado de esta secuencia, de medir q y ver si está o no en la zona, es posible que pueda haber errores, como que la hipótesis nula sea rechazada a pesar de que sea cierta (Tipo-I). También puede ocurrir que H_0 sea aceptada aunque sea falso; por lo tanto H_1 es correcta (Tipo-II). De igual forma hay que mirar de que las pruebas no sean correctas de alguna forma y den un resultado que no sea el verdadero, que es el que la física muestra. Las ratas con las cuales esto ocurre son llamadas α y β respectivamente. Éstas están determinadas integrando sobre H_0 y H_1 sobre el rango de confianza W [49]:

$$1 - \alpha = \int_W dq \mathcal{P}(q|H_0), \quad (4.17)$$

$$\beta = \int_W dq \mathcal{P}(q|H_1). \quad (4.18)$$

Donde $\mathcal{P}$ es la PDF que describe cómo se vería esta prueba estadística; α es conocido normalmente como el tamaño de la prueba, y $1 - \beta$ se llama el poder de la prueba. Juntos, tamaño y poder caracterizan el desempeño de una prueba estadística. El lema de Neyman-Pearson dice que la estadística óptima es el ratio de verosimilitud q_λ , el cual se toma como el ratio de verosimilitud comparado con la hipótesis nula, sobre el ratio de la verosimilitud comparado con la hipótesis alternativa [49],

$$q_\lambda = \frac{\mathcal{L}(\text{datos}|H_0)}{\mathcal{L}(\text{datos}|H_1)}. \quad (4.19)$$

La importancia de la prueba está dada por el valor de probabilidad (valor-p), [45]:

$$p = \int_{\hat{q}}^{+\infty} dq \mathcal{P}(q|H_0). \quad (4.20)$$

Esto es expresado normalmente en términos de “sigmas” [49],

$$p = \int_{n\sigma}^{+\infty} dz \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{z^2}{2}} = 1 - \frac{1}{2} \text{erf}\left(\frac{n}{\sqrt{2}}\right), \quad (4.21)$$

así que por ejemplo un resultado de $p < 0.0228$ puede ser reportado como un efecto de “dos-sigma”.

La definición de valor-p es clara y no admite dudas. Pero la interpretación de los valores-p puede ser subjetiva: la conveniencia de un límite numérico de tolerancia puede depender del tipo de hipótesis sometida a prueba, o sobre práctica. En el uso para la HEP, tres diferentes cotas usuales que se emplean convencionalmente [[49],[45]]:

- En la lógica de exclusión, un umbral del 95 % C.L. en una prueba de la señal-más-fondo para afirmar una exclusión.

- En la lógica de descubrimientos, una señal de tres-sigma ($p < 1.35 \times 10^{-3}$) en una prueba de fondo solamente que hace que se pueda afirmar como evidencia.
- Una señal de cinco-sigma ($p < 2.87 \times 10^{-7}$) en el fondo es requerido para alcanzar la cota de observación.

Diferenciar entre fluctuaciones aleatorias estadísticas y descubrimientos reales no siempre es tan sencillo como un conteo de sigmas. En la ciencia en general no se puede afirmar un descubrimiento a menos que se esté seguro que ese pequeño bulto en la gráfica son los datos reales. Las cinco-sigmas es una medida de probabilidad. Significa que si un bulto en los datos es el resultado de una fluctuación aleatoria estadística y no la consecuencia de alguna nueva propiedad de la naturaleza, entonces se podría esperar ver un bulto de ese tamaño solo si se repite el experimento unos cuantos billones de veces más.

Puesto de otra forma, las cinco-sigmas significa que hay solamente un 0.00003 por ciento de probabilidad de que se vea este resultado debido solamente a fluctuaciones estadísticas, por tanto es un buen indicativo de que hay algo escondido debajo del bulto.

Pero la cota de las cinco-sigmas es más una guía que una regla de oro, y no indica necesariamente si se hizo un descubrimiento o no. Hace unos años se afirmó que se habían observado neutrinos cuya velocidad superaba la velocidad de la luz (*faster-than-light neutrinos*), con seis-sigmas. Aunque la estadística detrás de la observación era muy buena, ese resultado no fue muy creído, ya que no se pensaba que ese resultado había sido obtenido por neutrinos que fueran a velocidades superlumínicas. Finalmente, lo que estaba detrás de estas observaciones era un cable de fibra óptica suelto [[54], [55]].

Si se realizan 800 búsquedas amplias en un rango amplio de masa en búsqueda de una nueva partícula, es muy probable que se encuentre al menos un bulto con tres-sigmas, el cual no va a ser absolutamente nada.

Al final no hay una regla o medida exacta que separa un descubrimiento de fluctuaciones. Una forma para poder verificar los resultados, antes de afirmar que se tiene uno, es comparando estudios de experimentos independientes. Si un experimento observa algo, pero otro experimento similar no lo observa, entonces la primera cosa que se haría sería descubrir el porqué.

Para el descubrimiento del Higgs se esperó tener una cantidad enorme de evidencia de que lo que se estaba observando, tanto en ATLAS como en CMS, era una partícula tipo Higgs del SM, antes de anunciar el descubrimiento, debido a que un error de ese nivel iba a debilitar la confianza de las personas del programa del LHC.

Capítulo 5

Reconstrucción de Objetos Físicos en ATLAS

El objetivo de cualquier tipo de análisis físico que se pueda estar llevando a cabo por ATLAS, es la reconstrucción e identificación de objetos físicos, como lo son: electrones, fotones, jets, hadrones entre otros; tal que se pueda usar la información obtenida cuando estos objetos pasan por el detector, para poder identificar de donde proviene lo que se está midiendo, es decir que tipo de partícula está causando la señal en el detector. El resultado de esta reconstrucción es un conjunto de 4-momenta que puede ser usado directamente en los análisis físicos, de los cuales se van a hablar en el próximo capítulo. En las siguientes secciones se desarrollan los puntos sobre la reconstrucción de trazas, vértices primarios, electrones, fotones y muones que se usan en los diferentes análisis.

5.1. Monitoreo de la Calidad de la Data

El monitoreo de la calidad de los datos es un aspecto importante de cualquier experimento de física de altas energías o HEP por sus siglas en inglés *High Energy Physics*. Debido a que los detectores en el LHC en general son equipos extremadamente sofisticados, se necesita una respuesta de en línea de los datos que se están recogiendo y guardando, para evitar tener posteriormente datos de mala calidad, así como para mantener una buena línea de base, es decir una primera medición buena de todos los indicadores[56], para el análisis fuera de línea, cuando se inicie la reconstrucción [29].

Un paso importante para la búsqueda de nueva física es poder ser capaz de obtener un buen conjunto de datos de las colisiones. Ésta es la razón por la cual los cuatro ya mencionados mayores experimentos del LHC mejoraron algunos de los sistemas de sus subdetectores, considerando las grandes cantidades de datos que se obtienen actualmente.

Ésto hace que sea de suma importancia diseñar algoritmos y software para controlar la calidad de los datos grabados por cada experimento.

Para poder hacer seguimiento a las lecturas de los millones de canales de lectura y de las cambiantes condiciones del detector es importante el *book-keeping*, que es la asociación entre el sistema de adquisición de datos de ATLAS y las bases de datos que interactúan con él. La información sobre voltajes, torres calientes, canales muertos, temperaturas, intensidades de campo magnético y muchas otras variables capturan el estado actual del detector. Esta información es monitoriada mediante controles automatizados diseñados para detectar irregularidades y signos de problemas [33].

Cada uno de los detectores que conforman ATLAS tiene su propio sistema de monitoreo para encontrar problemas en tiempo real y dar una evaluación de su rendimiento. Se monitorean también los objetos reconstruidos: electrones, muones, jets, energía transversa perdida, entre otras cantidades, ya que estos objetos son sensibles al rendimiento del detector, y para poder ser reconstruidos se necesita información de diferentes subdetectores. [29]

Los eventos en donde alguno de los subdetectores relevantes de ATLAS no este operando correctamente no van a poder ser usados para un posteriores análisis físicos. En ATLAS, cada sistema está encargado de establecer su propia de calidad de datos e indicadores de integridad para cada *Bloque de Luminosidad (LB)*. Esta información puede ser usada para crear una lista de LB la cual se puede usar para diferentes análisis, y esta lista tiene el nombre de *Good Runs List*.

En el párrafo anterior se introdujeron dos términos nuevos que requieren un poco más de explicación:

La Good Runs List (GRL) es una forma de seleccionar muestras de datos para análisis físicos. Hay varias formas en que los datos obtenidos no satisfagan las condiciones impuestas por la GRL, por ejemplo que el LHC no este en un modo de haz estable, que subdetectores estén apagados, que haya mucho ruido, etc. En su forma más simple, la GRL es un archivo .xml en el cual se especifica los conjuntos de buenos LB, sobre los cuales los datos deberían correr. Puede contener también listas negras, para excluir de forma explícita algunas secciones. Cada análisis tiene un GRL.[57]

Un Bloque de Luminosidad (LB) es la unidad de tiempo para la toma de datos, y tiene una duración ~ 2 min.

5.2. Reconstrucción de trazas por el ID

La reconstrucción de los *tracks* (Ver Apéndice B) es muy importante ya que este proceso de *tracking* (Ver Apéndice B) permite la determinación de propiedades de las partículas cargadas en el ID. Entre estas propiedades se encuentran el tipo de partícula, la trayectoria, y el momento transversal [40].

La reconstrucción de los *tracks* sólo es posible ya que las partículas interactúan con el detector por medio de pérdida de energía debido a la ionización. La pérdida promedio de energía para partículas pesadas, dE por unidad de longitud dx esta dada por la siguiente relación, conocida como la ecuación de Bethe-Bloch [[28],[58]]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right). \quad (5.1)$$

donde

- z es la carga de la partícula incidente en unidades de carga elemental.
- Z, A son los números y masa atómica del absorbente.
- I es la energía de excitación promedio, característica del material absorbente, lo cual puede aproximarse por $I = 16Z^{0.9} \text{eV}$, para $Z > 1$. También depende del estado molecular de los átomos absorbentes.
- δ es un parámetro que describe qué tanto se proyecta por la densidad de carga de los electrones atómicos, en el campo eléctrico transversal de las partículas incidentes relativistas. Esta densidad es más importante en materiales absorbentes densos, ya que para gases a presiones normales y no tan altas energías pueden ser despreciados.

Una constante útil que aparece en la fórmula es:

$$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.371 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^{-2}.$$

En el argumento del logaritmo se tiene $2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2$, lo cual está definido como la máxima energía transferible.

Si se usa la aproximación de la máxima energía transferible y la siguiente constante, se puede escribir la ecuación de Bethe-Bloch de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \kappa &= 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2}, \\ -\frac{dE}{dx} &= 2\kappa \left(\ln \frac{E_{kin}^{max}}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right). \end{aligned} \quad (5.2)$$

En unidades de $\text{MeV cm}^2 \text{g}^{-1}$. La unidad de longitud dx en (g cm^{-2}) es normalmente utilizada, por la pérdida de energía por densidad de área.

Una reconstrucción completa del *track* es necesario para la determinación de la masa invariante de las partículas y sus tiempos de vida media.

Los principales desafíos que tienen los sistemas de *tracking* en los experimentos del LHC son: el gran rango que hay de los momenta en las trayectorias de las partículas, desde MeV hasta GeV, la alta multiplicidad de los eventos con partículas cargadas, el gran fondo de partículas a considerar, los grandes ángulos de las múltiples dispersiones que hay en las trayectorias de las partículas, entre otras [40].

En ATLAS las trayectorias de las partículas son parametrizadas con cinco observables, obteniendo un vector en 5-dim $\tau = (d_0, z_0, \phi, \theta_0, q/p_T)$, estos parámetros son definidos desde el punto más cercano de la trayectoria de la partícula al punto en el cual ambos haces interactúan, éste no es necesariamente el centro geométrico del detector. Se enumeran a continuación, y se puede ver en la figura (5.1) que representa cada parámetro [29]:

- d_0 : Parámetro de impacto radial
- z_0 : Parámetro de impacto longitudinal
- ϕ : Ángulo azimutal
- θ_0 : Ángulo polar
- q/p_T : Carga dividida entre el momento transversal

La reconstrucción de *track* utiliza algoritmos de reconocimiento de patrones locales y globales para identificar mediciones que provienen de la misma partícula cargada. Las mediciones encontradas son utilizadas en el ajuste de los *tracks* para estimar los parámetros de los *tracks*. La reconstrucción del *track* en el ID consta de varias etapas que se enumeran a continuación [40]:

1. Identificación del *track*: Asignación del ID a las pistas encontradas como posibles candidatas. Se utilizan algoritmos de reconocimiento de patrones para poder asignar ciertos puntos o una serie de contactos (Ver Apéndice B) a un *track*.
2. Ajuste del *Track*: Una vez que se identifican una serie de puntos que vienen del *track* se le hace un ajuste para determinar la trayectoria que sigue. Se determina en esta etapa los parámetros del *track* y sus errores. Son procesados de tal manera que se eliminan los candidatos a *tracks* de los contactos aleatorios, que se le conocen como falsos o duplicados, los cuales pueden ser identificados por medio de medidas que compartan con otros candidatos a *track*.

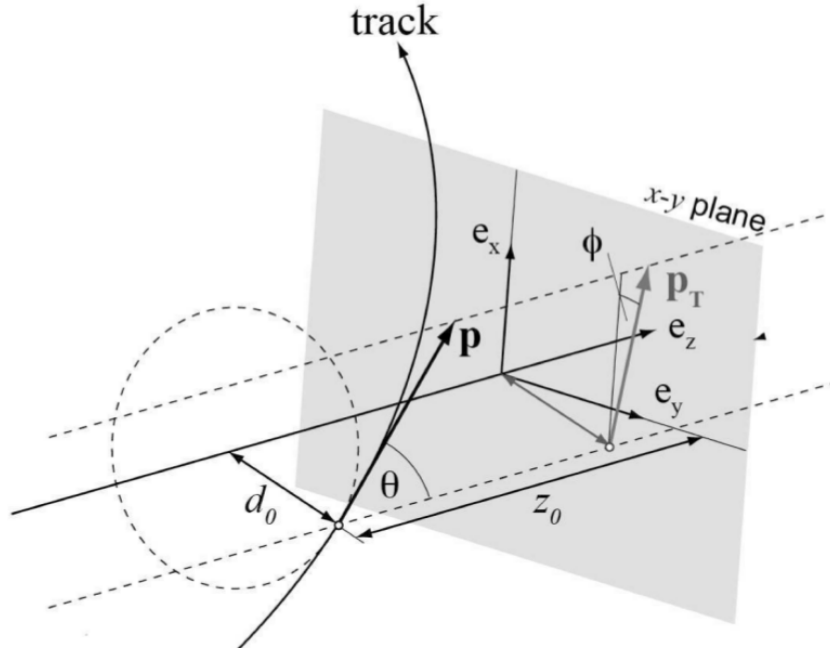


Figura 5.1: La trayectoria puede ser parametrizada en un punto dado por medio de su posición, momento transverso y carga. La posición en cualquier otro punto puede ser calculado si el campo magnético y el material del detector es conocido. Tomado de [40]

3. Prueba de las Hipótesis a *Tracks*: Se verifica la calidad de los candidatos a *tracks* y superposición con otros candidatos.

Los dos primeros pasos no son aislados, en ATLAS los pasos de identificación de *tracks* y ajuste se combinan, éstos se hacen uno después del otro y ocurren varias interacciones hasta lograr el mejor resultado posible. [29]

5.3. Vértices

Uno de los principales objetivos de un detector de *tracking* es poder medir o estimar cuáles son los vértices de interacción. La idea geométrica básica de un vértice es encontrar un punto en donde dos o más partículas son originadas.

Los vértices ayudan entre varias cosas a los siguientes puntos: permiten identificar partículas, estimar la resolución o precisión de la posición de las partículas, estudiar o medir la cantidad de material que se tienen en las diferentes capas de los detectores, entre otros [40].

Se tiene un par de protones que colisionan, en ese punto de colisión salen todas las partículas que han sido producidas de esa colisión, ese punto es el **Vértice Primario**

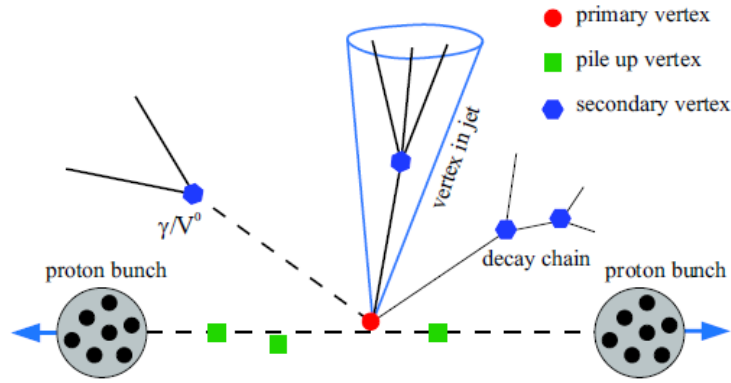


Figura 5.2: Vértices primarios y secundarios. Fuente: https://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.lhc_p_collisions Consultado: 25/02/2017

(VP). En los grandes colisionadores la cuestión es muy compleja ya que no es solo un protón protón que colisionan sino se tienen varios paquetes de protones que colisionan al mismo tiempo, por ello se tienen muchas veces varios vértices primarios en el mismo evento. Por otro lado están los **Vértices Secundarios** los cuales son característicos de partículas como quark-b y quark-c. Por ejemplo con respecto al quark-b, éste tiene un tiempo de vida media mayor que el de otros quarks, por tanto viaja un poco antes de hadronizar y formar un mesón, el cual va a decaer rápidamente porque tiene un tiempo de vida muy corto; ésta es una forma de poder identificar un quark-b, ya que se tiene un vértice primario y muy cerca se tiene un vértice secundario y pudiera hasta haber un vértice terciario, formado por la desintegración de las partículas que vienen del vértice secundario. [29]

En general la reconstrucción de VP se lleva a cabo en tres partes [59]

- Identificación del vértice: Consiste en la asociación de ciertos *tracks* reconstruidos a un candidato a vértice en particular.
- Ajuste del vértice: Reconstrucción de la posición del vértice primario, el cálculo de su matriz de error, estimación de la calidad del ajuste y un opcional reajuste de los parámetros asociados al *track*, para constreñir los que sean originados del correspondiente vértice primario, y no del lugar del haz.
- Prueba de las hipótesis a vértices: Verificar la calidad de los candidatos a vértices y sus solapamientos con los otros candidatos.

Normalmente estas dos primeras etapas son indistinguibles, ambos ajuste después de la identificación, e identificación por el ajuste, son métodos implementados por ATLAS.

Los *tracks* incompatibles con los candidatos a VP, que estén separados más de 7σ del vértice, son usados para buscar por nuevos VP. Este procedimiento es repetido hasta que no queden *tracks* sin ser asociadas a un vértice o no se puedan encontrar vértices adicionales. A los vértices primarios se les requiere que tengan al menos dos *tracks* asociados. Los VP con mayor suma de p_T^2 de sus *tracks*, son escogidos como **hard-scatter** VP [29], lo cual es una etiqueta que se le coloca para diferenciar su mayor momento y se usa para posteriores cortes en los análisis de datos.

5.4. Reconstrucción de electrones y fotones

Un requerimiento muy importante para realizar todos los análisis físicos potenciales de ATLAS, tanto para búsqueda de nueva física como para precisión de las medidas, es la reconstrucción de los electrones y fotones. Una buena reconstrucción de éstos jugó un papel crítico en el descubrimiento de bosón de Higgs y en la medida de sus propiedades, debido a los canales de decaimientos que involucran a estas partículas ($H \rightarrow \gamma\gamma$ y $H \rightarrow 4\ell$). [39]

Los electrones se reconocen gracias a su trayectoria curvada en el ID y una cascada estrecha en el calorímetro EM. Los fotones a diferencia de los electrones, se reconocen gracias a tener solamente la cascada producida en el calorímetro EM. Los electrones pueden ser producidos en interacciones de *hard-scatter*, pero también en jets y conversiones de fotones. Se aplican varios criterios para la reconstrucción e identificación de electrones para determinar si un dado depósito de energía y *track* asociado fueron producidos en una interacción de hard-scatter o no. Los electrones en la región central ($|\eta| < 2.47$) son reconstruidos usando algoritmos que combinan información del calorímetro EM y de ID, para las regiones posteriores se utiliza solamente información del calorímetro [29].

Los electrones y los fotones se pueden distinguir de los hadrones ya que las cascadas EM depositan casi toda su energía en la segunda capa del calorímetro EM. El ancho de estas cascadas es mucho menor que el de las cascadas hadrónicas, como se mencionó en el capítulo anterior y se puede ver en la fig 3.12 . El cociente de la energía transversa reconstruida en la primera capa del calorímetro hadrónico con la energía transversa reconstruida en el calorímetro EM, es conocida como *fuga hadrónica* , o R_{had} , y éste cociente es menor para los electrones y fotones que para los hadrones. También la rata de la energía reconstruida en el calorímetro EM con el momentum del *track* ($\frac{E}{p}$) puede ser usado como una variable discriminante, ya que ésta es menor para los hadrones cargados [29].

La reconstrucción estándar, tal como se enumera en [39], se describe a continuación:

1. Construcción de Clusters Electromagnéticos

La reconstrucción estándar de electrones y fotones comienza con la creación de *clusters* (Ver Apéndice B) hechos de los depósitos de energía en el calorímetro electromagnético, como se puede ver representado en la figura 5.3. Basándose en las simulaciones de MC, la eficiencia para la creación de los *clusters* es de 95 % para electrones con $E_T = 7 \text{ GeV}$, 99 % para electrones con $E_T = 15 \text{ GeV}$, y 99.9 % para electrones con $E_T = 45 \text{ GeV}$ [39].

2. Medición de Propiedades para Electrones y Fotones

Los *clusters* electromagnéticos que pasan los requerimientos de *loose shower shape*¹ en fugas hadrónicas y distribuciones de energía en η son usados para recrear regiones de interés (RoIs), como se puede observar en la figura 5.3. Dentro de estos RoIs, el *traking* es modificado de la siguiente forma: se aplica inicialmente una reconstrucción de patrones estándar de *track* en todas las partes del ID, usando la hipótesis de que las partículas son piones neutros (π^0), ya que ellos decaen en dos fotones los cuales también forman dos cascadas EM cercanas que son indistinguibles en la segunda capa del calorímetro EM; por tanto de ser positiva esta hipótesis no se toma en cuenta la partícula en cuestion. Si el reconocimiento de patrones cae para una traza de silicio², que esté dentro de un RoI, se aplica un algoritmo de reconstrucción de patrones, en el cual se usa una hipótesis de electrón permitiendo que se tenga hasta un 30 % de pérdida de energía en cada superficie del material. Las candidatas a *track* son entonces ajustadas, por medio de un ajuste global χ^2 , usando las mismas hipótesis para la partícula de los reconocimientos de patrones que se utilizó antes, pero volviendo a intentarlo con la hipótesis de electrón si la hipótesis original de pión falla [39].

3. Asociar Trayectorias para Electrones

Al menos un *track* debe poder ser asociado a un *cluster* para formar un electrón. Si varios *tracks* son asociados, éstos son elegidos siguiendo el siguiente orden, con el primero usado para medir las propiedades de los electrones: se prefieren *tracks* con contactos en el detector pixel, después aquellas con contactos de silicio pero no

¹En ATLAS hay diferentes series de cortes usados en el proceso de identificación de electrones que proveen una buena separación entre los electrones y jets que imitan electrones, loose es el primero definido con menos requerimientos, se basa solamente en información del calorímetro [29].

²Se llama traza de silicio a aquellas trazas que dejan contactos en el Semiconductor Tracker (SCT), el cual es una de las tres subpartes del ID, como se ve en la fig. 3.10. Por ser el silicio el material activo del SCT, se dice que éstas son trazas de silicio.

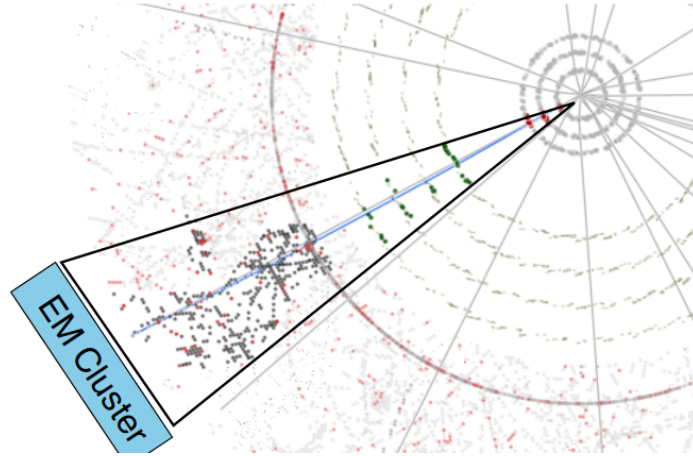


Figura 5.3: Un *cluster* del calorímetro EM creando un ROI para poder medir las propiedades de las partículas. Tomado de [39]

contactos del pixel, por último *tracks* que solamente estén asociadas al TRT [39].

4. Conversión y Reconstrucción de Fotones

La conversión y búsqueda de los *tracks* es llevado a cabo en los *tracks* que cumplan con los requerimientos de *loose*. Los fotones convertidos son clasificados como un track doble o un track solo. Las conversiones de los *tracks* dobles son creadas cuando dos *tracks* de un vértice son consistentes con que vienen de partículas sin masa. Las conversiones de *tracks* simples son esencialmente *tracks* que no tienen contactos en las capas sensibles más internas. Para aumentar la pureza, los *tracks* usados para crear conversiones deben tener generalmente una alta probabilidad de ser *tracks* de electrones, determinado por el TRT. Si se tiene varios vértices de conversión asociado a un *cluster*, la conversión de *track* doble con dos *tracks* de silicio son escogidas sobre otras conversiones de *track* doble, seguido por la conversión de *track* solo [39].

5.5. Reconstrucción de Muones

Los muones del calorímetro son reconstruidos usando un algoritmo de adentro a afuera (*inside-out*), aquí la trayectoria del ID es combinado con un depósito en el calorímetro comparable con la firma del muón.

Las medidas e identificación de muones son optimizadas de acuerdo al régimen de p_T en que se encuentren. Los muones de alto p_T , mayores de 100 GeV, son medidos por extrapolación de los parámetros del *track* del *Muon Spectrometer (MS)*, hacia adentro,

pasando por los calorímetros y el ID hasta el punto de interacción. También se combina el *track* con el del ID [60].

La extrapolación de la trayectoria del muón hasta el ID permite que se calcule computacionalmente la pérdida de energía a través del material. Las parametrizaciones de pérdida de energía se pueden aplicar para corregir los momentum de los *tracks*, según se determina en la entrada del espectrómetro de muones, hasta los momentum de los muones del estado final en el punto de interacción.

La reconstrucción de muones se basa en la información que proviene del MS, ID y de los calorímetros. Su fin es la reconstrucción de muones con una alta eficiencia en un amplio espectro de p_T [29].

Para muones en el rango de p_T entre (60 - 100) GeV, la determinación del momentum es realizado por ambos sistemas. El MS provee de una única identificación del muon. Para momentas por debajo de los 30 GeV, la resolución de las medidas deriva principalmente del *track* del ID [61].

5.6. Reconstrucción de la Energía Transversa Perdida

Partículas neutras que interactúan débilmente, como los neutrinos, escapan de los típicos detectores de colisionadores sin producir ninguna respuesta directa en los elementos del detector. La presencia de dichas partículas deben ser inferida por medio del desbalance del momentum total. El vector desbalance del momentum en el plano perpendicular a la dirección del haz es particularmente útil en los colisionadores pp y $p\bar{p}$, y es conocido como el el momentum transverso faltante (*missing transverse momentum*) $\vec{E}_T^{miss}$. Su magnitud es llamada la energía transversa faltante E_T^{miss} (*missing transverse energy*) [62].

La energía perdida se refiere a la energía de las partículas que no son detectadas pero pueden ser deducidas por medio de las leyes de conservación de la energía y el momentum. Un ejemplo está en el decaimiento leptónico del $W \rightarrow \ell\nu$; se tiene un leptón de alto p_T y un neutrino energético, y hay dos herramientas para la reconstrucción, el p_T del leptón y la energía perdida [61].

La energía perdida transversa en un experimento de colisionador es la energía desbalanceada en el plano transverso, donde se espera la conservación de la energía.

La reconstrucción de la E_T^{miss} incluye contribuciones de los depósitos de energía en los calorímetros y de los muones reconstruidos en el MS. Las dos componentes son calculadas como [62]:

$$E_{x(y)}^{miss} = E_{x(y)}^{miss,calo} + E_{x(y)}^{miss,\mu} \quad (5.3)$$

Los *tracks* de bajo p_T son usados para recuperar partículas de bajo p_T que no se ven en el calorímetro, y los muones reconstruidos del ID son usados para recuperar los muones de las regiones no cubiertas por el MS. Los dos términos de la ecuación anterior son referidos como los términos calorimétricos y muónicos. El valor de la E_T^{miss} y su coordenada azimutal (ϕ^{miss}) son calculados como [63] :

$$E_T^{miss} = \sqrt{(E_x^{miss})^2 + (E_y^{miss})^2}, \quad (5.4)$$

$$\phi^{miss} = \arctan(E_y^{miss}, E_x^{miss}). \quad (5.5)$$

5.6.1. Cálculo del Término Calorimétrico de E_T^{miss}

La reconstrucción de E_T^{miss} usa celdas del calorímetro, calibradas de acuerdo a qué objetos físicos reconstruidos son asociadas. Las celdas de los calorímetros son asociadas a objetos reconstruidos e identificados de alto p_T en el siguiente orden: electrones, fotones, leptones τ que decaen de hadrónicamente, jets y muones. Las celdas que no son asociadas con ninguno de esos objetos también son tomados en cuenta en el cálculo de la E_T^{miss} , su contribución se denomina $E_T^{miss,CellOut}$, y lo relacionado a esto es importante para la resolución de la E_T^{miss} [63].

Después de que las celdas son asociadas con objetos, el término calorimétrico de la E_T^{miss} es calculado de la siguiente forma como se enuncia en [63]:

$$E_{x(y)}^{miss,calo} = E_{x(y)}^{miss,e} + E_{x(y)}^{miss,\gamma} + E_{x(y)}^{miss,\tau} + E_{x(y)}^{miss,jets} + E_{x(y)}^{miss,softjets} + (E_{x(y)}^{miss,calo,\mu}) + E_{x(y)}^{miss,CellOut}. \quad (5.6)$$

Donde cada término es asociado a la suma negativa de las energías de las celdas calibradas dentro de los objetos correspondientes, de la siguiente forma:

$$E_x^{miss,term} = - \sum_{i=1}^{N_{cell}^{term}} E_i \sin \theta_i \cos \phi_i, \quad (5.7)$$

$$E_y^{miss,term} = - \sum_{i=1}^{N_{cell}^{term}} E_i \sin \theta_i \sin \phi_i. \quad (5.8)$$

Donde E_i , θ_i y ϕ_i son la energía, ángulo polar y ángulo azimutal respectivamente. La suma sobre todas las celdas asociadas con los objetos específicos, con $|\eta| < 4.5$.

El término $E_{x(y)}^{miss,calo,\mu}$ está escrito en paréntesis porque no siempre es añadido, y se va a explicar en la próxima sección.

Es crucial suprimir las contribuciones del ruido y limitar las celdas usadas en la suma del E_T^{miss} para aquellos que contengan una señal considerable. Ésto se logra usando solamente celdas que provengan de *clusters* topológicos, conocidos como *topo-cluster*³. Con la excepción de electrones y fotones, para los cuales es usado un diferente algoritmo de *clustering*.

Los términos de la ec. 5.6 son descritos de la siguiente forma:

- $E_{x(y)}^{miss,e}$, $E_{x(y)}^{miss,\gamma}$, $E_{x(y)}^{miss,\tau}$ son reconstruidos de las celdas en los *cluster* asociados a electrones, fotones y τ -jets de los decaimientos hadrónicos de los leptones τ respectivamente.
- $E_{x(y)}^{miss,jets}$ es reconstruido de las celdas en los *clusters* asociadas a jets con $p_T > 25 \text{ GeV}$.
- $E_{x(y)}^{miss,software}$ reconstruidos desde celdas en *clusters* asociados a jets que estén entre $7 \text{ GeV} < p_T < 20 \text{ GeV}$.
- $E_{x(y)}^{miss,calo,\mu}$ es la contribución de E_{miss}^T originado de la pérdida de energía por los muones en el calorímetro.
- $E_{x(y)}^{miss,CellOut}$ calculado de las celdas en *topoclusters* los cuales no estén incluidos en los objetos reconstruidos.

Todos los términos son calibrados independientemente.

5.6.2. Cálculo del Término Muónico de E_T^{miss}

El término muónico de la E_T^{miss} es calculado por medio de los momenta de los *tracks* reconstruidos de los muones con $|\eta| < 2.7$.

$$E_{x(y)}^{miss,\mu} = - \sum_{\text{muones}} p_{x(y)}^{\mu}, \quad (5.9)$$

donde la sumatoria es sobre los muones seleccionados en la región $|\eta| < 2.5$, solo los muones bien reconstruidos en el MS con un *track* que coincida en el ID son considerados. El requerimiento de que coincidan reduce considerablemente las contribuciones de muones falsos, es decir muones reconstruidos que no corresponden a muones verdaderos. Estos

³ Clusters conectados topológicamente con la señales de las celdas del calorímetro [64].

muones falsos pueden ser creados por contactos de alta multiplicidad en el MS en eventos donde algunas partículas de jets muy energéticos golpean a través del calorímetro en el sistema de muones.

Para poder manejar correctamente la energía depositada por los muones en los calorímetros ($E_{x(y)}^{miss,calo,\mu}$), el término muónico es calculado de forma diferente para muones aislados y no aislados. Los muones no aislados están definidos como aquellos con una distancia $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 0.3$ de un jet reconstruido en el evento.

- El p_T de un muon aislado es determinado de la combinación de medidas del ID y del MS, tomando en cuenta la energía depositada en los calorímetros. En este caso la energía perdida por el muon en el calorímetro ($E_{x(y)}^{miss,calo,\mu}$) no se añade al término del calorímetro en ec.5.6, para evitar que se cuente de forma doble la energía.
- Para muones no aislados, la energía depositada en el calorímetro no puede ser hallada por las deposiciones de energía en el calorímetro de las partículas en el jet. Las medidas del MS del momentum del muon después de la pérdida de energía en el calorímetro son usadas, así el termino $E_{x(y)}^{miss,calo,\mu}$ es añadido a la ec.5.6.

Aunque la resolución de E_T^{miss} no se ve muy afectada por el término muónico, cualquier muon que no sea reconstruido, que sea mal medido o falso pueden ser una fuente de E_T^{miss} falsa.

Capítulo 6

Herramientas Computacionales y ATLAS Open Data

Open data, open software y open hardware es importante, ya que es parte de la política de la colaboración de ATLAS y de los otros experimentos del LHC. Esto es de gran importancia ya que como una comunidad científica, el objetivo principal es buscar respuestas como humanidad, no como una institución. El CERN está financiado por los contribuyentes (el CERN como una organización y una instalación), y los experimentos como ATLAS, que forman parte del LHC, utilizan la financiación del sector público [65].

Independientemente del país miembro, la mayoría de ellos tienen leyes o políticas que incentivan a publicar abiertamente cualquier resultado final, publicación, dataset y conclusiones, que cualquier centro de investigación público genere. En ATLAS se desarrollan recursos (*datasets* y herramientas) que pueden ser utilizados principalmente para proyectos educativos llevados a cabo por miembros y no miembros.

6.1. ATLAS Open Data

El portal de ATLAS Open Data ¹ provee una guía para poder visualizar datos provenientes del experimento, descargarlos y utilizarlos. Además proporciona software de código abierto para que se puedan hacer análisis de física de altas energías [57].

La colaboración ATLAS liberó un dataset o conjunto de datos, tomados en el año 2012. Estos datos son abiertos para todo público y están hechos puramente con fines educativos, siguiendo la política de acceso de los datos de ATLAS. El dataset consiste en datos reales con una luminosidad integrada de $(1.0000 \pm 0.0019) \text{ fb}^{-1}$ y una energía de

¹Se puede acceder a su página web en: <http://opendata.atlas.cern>

Figura 6.1: ATLAS Open Data. Fuente: `opendata.atlas.cern` Consultado: 10/04/2017



centro de masa de 8 TeV. Además se publicaron datos simulados que coincidan con estos [1].

Tanto los datos reales como los simulados han sido preseleccionados para proporcionar una gran cantidad de eventos físicos interesantes, y reducir las complicaciones de un análisis de escala completa, disminuyendo el tiempo de procesamiento, y reduciendo en general el número de eventos que deben ser analizados. Alguno de los criterios de selección son [1]:

- Que no hayan eventos corruptos.
- Que estén vetados eventos que contengan jets “malos”, es decir jets que no esten asociados con depósitos de energía en los calorímetros de partículas que se generen de la colisión primaria protón-protón.
- Un corte al vértice primario para que éste tenga al menos $N_{tracks} > 4$.
- Que al menos algunos de los leptones preseleccionados tenga $p_T > 25 \text{ GeV}$.

Los conjuntos de datos que tienen inicialmente una alta estadística, se les aplica igualmente un proceso de reducción. Esto se hace con la finalidad de reducir el tiempo que le lleva de procesar, por medio de reducir el número de eventos preseleccionados en las samples, pero manteniendo suficiente estadística para poder realizar comparaciones entre los datos reales y simulados. Por ejemplo, para el caso del análisis $Z \rightarrow e^- e^+$, sólo un subconjunto de los datos simulados se procesa; después de ser preseleccionados se tiene

que $N_{\text{Eventos}}^{\text{preseleccionados}} = 49.405.819$; luego un proceso de reducción tal que se disminuya el tiempo de procesamiento y el tamaño que ocupa, y estos eventos pasan a ser $N_{\text{Eventos}}^{\text{reducidos}} = 7.500.000$ [1].

El propósito de los análisis que se presentan a continuación, es poder mostrar las habilidades y limitaciones del conjunto de datos reales y simulados. Estos se agrupan como:

- **Análisis de alta estadística del SM:** Son tres análisis, entre ellos la reconstrucción de un boson W decayendo del forma leptónica, la reconstrucción de un Z decayendo en un par de leptones, y la reconstrucción de un par de top quarks con un estado final $\ell\nu jjjj$. Estos análisis tratan de mostrar la descripción general de los datos para estos importantes procesos del SM. También permite el estudio de los observables del SM, tal como lo es la masa del bosón Z. Las discrepancias entre los datos reales y simulados son debido a la naturaleza simplificada de las n-tuplas mencionado anteriormente.
- **Análisis de baja estadística del SM:** Son también tres análisis en los que se muestran las limitaciones del dataset abierto de ATLAS Open Data, respecto a algunos procesos raros. Estos son los análisis de la reconstrucción de WZ, ZZ y $H \rightarrow WW$. Aunque todavía es posible obtener resultados en estos análisis, están hechos sobre todo para poder cumplir con fines educativos, ya que las limitaciones estadísticas prohíben que se realicen análisis más significativos.
- **Análisis para $Z' \rightarrow t\bar{t}$,** que sirve como un ejemplo para un análisis más allá del SM o BSM por sus siglas en inglés de *Beyond the Standard Model*.

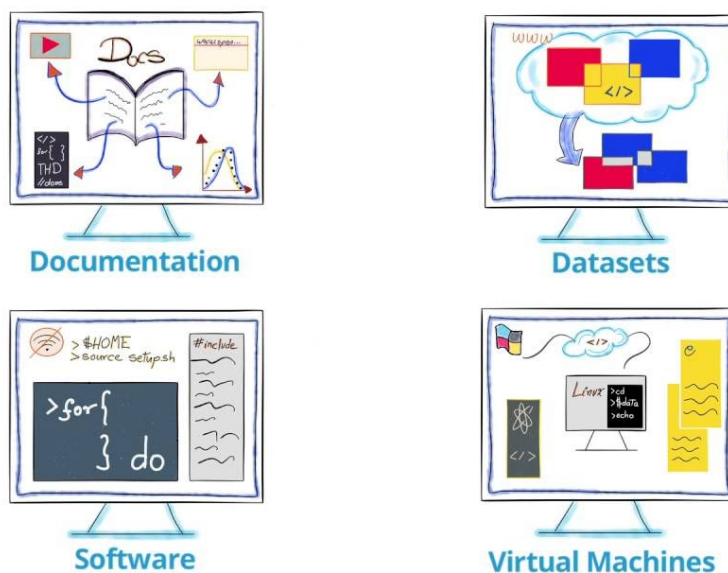


Figura 6.2: ATLAS Open Data provee documentación, datos reales y simulados, software y máquinas virtuales para poder recrear análisis en HEP y aprender sobre ellos. Además de incentivar a comprender más sobre programación computacional y estadística. Tomado de [57]

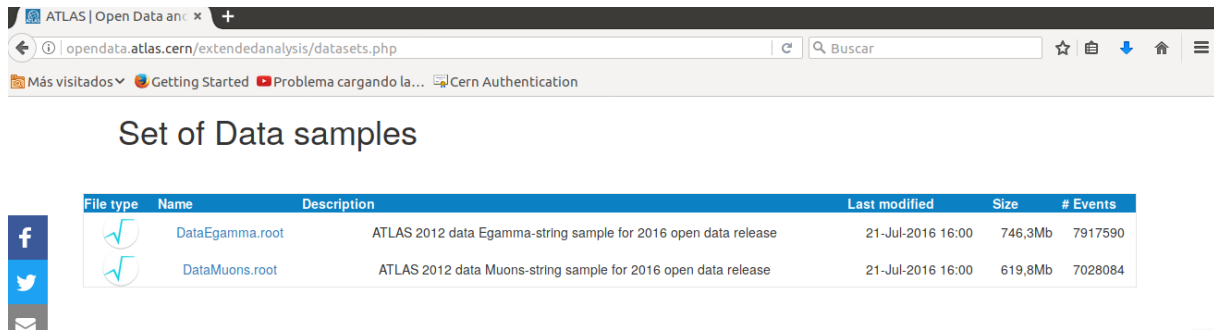
6.1.1. Datos Reales y Simulados

Datos Reales

La Colaboración ATLAS hizo públicos 1 fb^{-1} en datos en el portal ATLAS Open Data, en el verano del 2016.

Un fb^{-1} corresponde a aproximadamente 100 billones de colisiones protón-protón [1].²

²Se pueden descargar los datos reales en la dirección web: <http://opendata.atlas.cern/extendedanalysis/datasets.php>.



The screenshot shows a web browser window with the URL `opendata.atlas.cern/extendedanalysis/datasets.php`. The page title is "Set of Data samples". Below the title is a table with the following data:

File type	Name	Description	Last modified	Size	# Events
	DataEgamma.root	ATLAS 2012 data Egamma-string sample for 2016 open data release	21-Jul-2016 16:00	746,3Mb	7917590
	DataMuons.root	ATLAS 2012 data Muons-string sample for 2016 open data release	21-Jul-2016 16:00	619,8Mb	7028084

Figura 6.3: Página web del portal ATLAS Open Data, donde se pueden apreciar las muestras de los datos reales.

Datos Simulados

Los eventos simulados, comúnmente llamados Monte Carlo (MC), cumplen una función clave para los experimentos del LHC. Estos eventos son simulados usando modelos teóricos y tienen como finalidad comparar las predicciones del SM, con los datos reales obtenidos.

La simulación de eventos dentro de un detector como ATLAS requiere los siguientes pasos [57]:

- **Generación de eventos:** Los estados finales hadrónicos usando colisiones protón-protón son generados usando programas que se basan en cálculos teóricos, modelos fenomenológicos y datos experimentales.
- **Simulación del detector:** Las interacciones de las partículas que se generan dentro del detector ATLAS son simuladas. Es decir, cómo pasan por los diversos componentes del detector.
- **Digitalización:** Simular la respuesta del detector derivada de las interacciones de las partículas con el detector. Por último son escritos en un formato compatible con el formato de salida real del detector. Además, debido a la gran cantidad de colisiones en el LHC, las señales digitalizadas provenientes de distintas simulaciones de eventos pueden ser superpuestas o apiladas para crear muestras con un fondo experimental realista.
- **Reconstrucción:** Usando diversos algoritmos las trayectorias y energías de las partículas en el detector son reconstruidas, y estas muestras finales son utilizadas por los físicos para los distintos análisis.

³Para descargar los archivos MC: <http://opendata.atlas.cern/extendedanalysis/datasets.php>.

Set of MonteCarlo (MC) samples

File type	Name	Description	Last modified	Size	# Events
✓	mc_105985.WW.root	Diboson process WW	21-Jul-2016 16:00	64.7Mb	500000
✓	mc_105986.ZZ.root	Diboson process ZZ	21-Jul-2016 16:00	19.8Mb	125000
✓	mc_105987.WZ.root	Diboson process WZ	21-Jul-2016 16:00	69.5Mb	500000
✓	mc_110090.stop_tchan_top.root	Single top t-channel top	21-Jul-2016 16:00	21.6Mb	150000
✓	mc_110091.stop_tchan_antitop.root	single top t-channel antitop	21-Jul-2016 16:00	14.5Mb	150000
✓	mc_110119.stop_schan.root	single top s-channel	21-Jul-2016 16:00	15.1Mb	100000
✓	mc_110140.stop_wtchan.root	single top Wt-channel	21-Jul-2016 16:00	26.4Mb	150000
✓	mc_110899.ZPrime400.root	$Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ with $M_Z = 400$ GeV	21-Jul-2016 16:00	4.4Mb	21941
✓	mc_110901.ZPrime500.root	$Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ with $M_Z = 500$ GeV	21-Jul-2016 16:00	4.8Mb	23231
✓	mc_110902.ZPrime750.root	$Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ with $M_Z = 750$ GeV	21-Jul-2016 16:00	5.4Mb	25021
✓	mc_110903.ZPrime1000.root	$Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ with $M_Z = 1000$ GeV	21-Jul-2016 16:00	5.7Mb	25525
✓	mc_110904.ZPrime1250.root	$Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ with $M_Z = 1250$ GeV	21-Jul-2016 16:00	5.6Mb	25030
✓	mc_110905.ZPrime1500.root	$Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ with $M_Z = 1500$ GeV	21-Jul-2016 16:00	5.5Mb	24142
✓	mc_110906.ZPrime1750.root	$Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ with $M_Z = 1750$ GeV	21-Jul-2016 16:00	5.2Mb	23084
✓	mc_110907.ZPrime2000.root	$Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ with $M_Z = 2000$ GeV	21-Jul-2016 16:00	5.0Mb	21997
✓	mc_110908.ZPrime2250.root	$Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ with $M_Z = 2250$ GeV	21-Jul-2016 16:00	4.8Mb	21127
✓	mc_110909.ZPrime2500.root	$Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ with $M_Z = 2500$ GeV	21-Jul-2016 16:00	4.6Mb	20327

opendata.atlas.cern/release/samples/MC/mc_110119.stop_schan.root

Figura 6.4: Página web del portal ATLAS Open Data donde se encuentran las diversas muestras de datos de Monte Carlo.

6.2. ROOT

ROOT ⁴ es un software científico para el procesamiento de datos, desarrollado por el CERN. Provee de todas las funciones necesarias para poder trabajar con el procesamiento de cantidades grandes de datos, análisis estadísticos, visualización y almacenamiento. Está escrito principalmente en C++ pero tiene integrado otros lenguajes como Python y R. Fue hecho inicialmente con la finalidad del análisis de datos en la física de partículas; si bien tiene muchas características específicas para este trabajo, puede ser igualmente útil para el análisis de datos en otros campos, tal como lo es la astronomía y minería de datos (*Data mining*) [[66],[67]].

ROOT tiene diversas herramientas matemáticas y estadísticas para operar sobre datos. Los resultados pueden ser presentados en forma de histogramas, diagramas de dispersión, funciones de ajuste (*fitting*), entre muchas otras. Se pueden manipular a la vez uno o varios archivos de ROOT, ya sea guardados localmente o en sitios remotos, accedidos a través de internet [67]. Éste último método es el usado durante este trabajo de tesis.

Los paquetes incluidos en ROOT permiten las siguientes actividades [66]:

⁴Se puede acceder a la página oficial en la dirección web: (<https://root.cern.ch/>)



Figura 6.5: Interfase de ROOT

- Hacer histogramas y gráficar para poder ver y analizar distribuciones de funciones.
- Trabajar con algebra matricial.
- Computación de cuadri-vectores, para cálculos de HEP.
- Funciones matemáticas estándares.
- Análisis multivariantes de datos, por ejemplo uso de *Toolkit for Multivariate Data Analysis (TMVA)*, el cual es una herramienta de ROOT para *Machine Learning*, mayor información acerca de esto se puede encontrar en [68].
- Manipulación de imágenes, usado por ejemplo para el análisis de imágenes astronómicas.
- Acceso a datos distribuidos (en el contexto de la Grid).
- Visualizaciones en 3D (geometría de detectores).
- Crea archivos en varios formatos gráficos, como PDF, PstScript, PNG, SVG, $\text{\LaTeX}$, entre otros.
- Interfaz para la manipulación de código escrito en Python y Ruby, en ambas direcciones.
- Interfaz con generadores de eventos de Monte Carlo externos a ROOT.

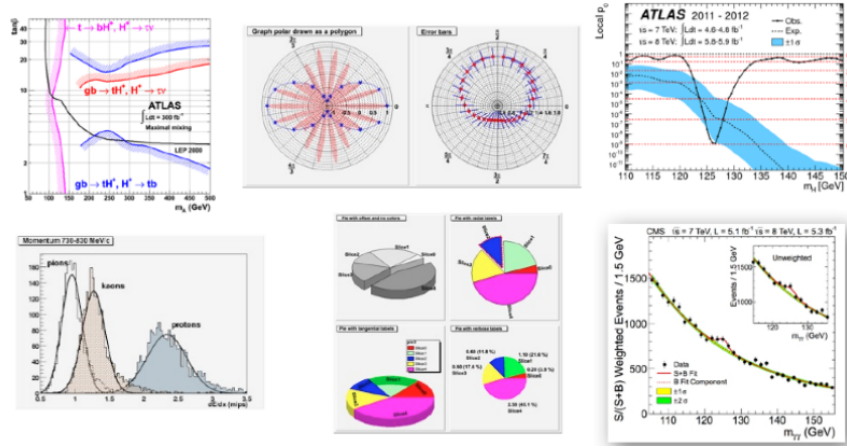


Figura 6.6: Se muestran distintos formatos para el análisis de datos. Tomado de [57]

6.3. Jupyter Notebooks y SWAN

6.3.1. Jupyter

Jupyter Notebooks⁵ es una interfaz gráfica de código abierto que permite correr ROOT de una forma más fácil, sin necesidad de instalarlo localmente, y con un ambiente gráfico más amigable. Permite combinar ejecución de códigos, *rich text*, matemática y gráficas. El nombre Jupyter es un acrónimo indirecto para unir los tres lenguajes básicos sobre los cuales fue diseñado: JULia, PYThon, y R, fue inspirado además por el planeta Júpiter [69].

Un *Notebook* es un documento producido por Jupyter Notebook App, el cual contiene código computacional, por ejemplo Python, y *rich text elements* (párrafos, ecuaciones, figuras, links, etc...). Un documento Notebook son ambos, un documento humano legible, que contiene la descripción de los análisis y los resultados, como lo pueden ser figuras y tablas, y al mismo tiempo un documento ejecutable el cual puede correr para realizar la lectura y análisis de datos. [70]

El *kernel* de un *notebook* es una máquina computacional que ejecuta el código contenido en un documento de Notebook. El *ipython kernel*, es referido como el que ejecuta el código de Python. Los kernels existen de igual forma, para otros lenguajes, como es el caso de ROOT.

Cuando se abre un *Notebook*, el *kernel* asociado es iniciado automáticamente. Cuando un *notebook* es ejecutado, ya sea celda por celda o bajo la ejecución automática de todas sus celdas, el *kernel* realiza los cálculos y produce los resultados. Dependiendo del tipo de computación, el kernel puede consumir significativamente CPU y memoria (RAM), y

⁵Se puede acceder al sitio oficial en la siguiente dirección web: <https://jupyter.org/>

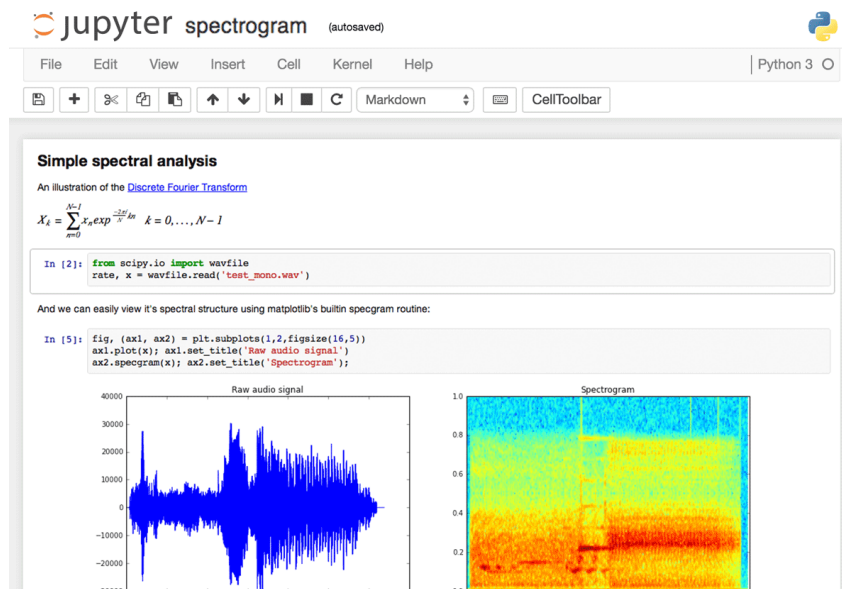


Figura 6.7: Jupyter es una herramienta muy flexible que permite crear análisis que sean fácil de leer, ya que puede contener códigos, imágenes, comentarios, fórmulas y gráficas en un mismo *notebook*. Fuente: <https://www.dataquest.io/blog/jupyter-notebook-tips-tricks-shortcuts/>. Consultado: 15/04/2017

es de notar que la RAM no es liberada hasta que el *kernel* se apaga [70].

6.3.2. SWAN

Por varios años, la física de altas energías ha estado enfrentando retos sin precedentes en el almacenamiento, procesamiento y análisis de datos. El LHC por ejemplo genera al rededor de 40 TB s^{-1} de datos crudos, los cuales después de procesarse y pasar por diversos triggers, con lo que se obtienen miles de petabytes por año. Durante la última década, el *Worldwide LHC Computing Grid (WLCG)* ha proveído la infraestructura para almacenar, distribuir y analizar todos estos datos [71].

Sin embargo la HEP no es la única comunidad que ha tenido que enfrentarse con retos debido a la gran cantidad de datos. Otros ejemplos en la ciencia incluyen astronomía y bioinformática. Entre las diversas opciones y soluciones que son exploradas por estas comunidades, hay una tendencia notable hacia los *web-based* análisis interactivos, donde los usuarios interactúan con un servicio en línea por medio de un navegador web. Este “*Software as a Service*” (SaaS) provee modelos que permiten a los usuarios concentrarse en la solución del problema en cuestión en vez de la instalación, demás ajustes y problemas operacionales. Además, estos servicios son generalmente respaldados por recursos de computación y de datos que están en la nube, disminuyendo la necesidad de recursos



Figura 6.8: Service for Web based ANalysis (SWAN)

propios.

El replanteamiento de los modelos de análisis de datos en lugares como el CERN, más precisamente de dos formas: primero evaluar los beneficios de un servicio de análisis de datos interactivo en la nube, utilizando un navegador como principal interfaz del usuario. Y segundo, como herramientas y tecnologías ya existentes en el CERN pueden ser combinadas para implementar dicho servicio, haciendo posible el acceso a recursos computacionales y de almacenamiento de forma transparente y bajo demanda.

En particular, la componente de almacenamiento en la nube juega un rol clave en el servicio y debe cumplir con tres requerimientos básicos: ser la referencia para el *backend* para ambos [72], quien usa el producto y para los datos experimentales, ser suficientemente responsable para proveer una buena experiencia para la interacción del usuario y proveer, de forma sencilla, la sincronización de su trabajo tal que se pueda compartir los análisis.

Para cumplir con todo lo anterior, se presenta el ***Service for Web based ANalysis (SWAN)***⁶, una plataforma para llevar a cabo análisis de datos interactivos en la nube. Permite analizar datos sin necesidad de instalar ningún software, permitiendo enfocarse en la solución de sus problemas propios de la física, y crea nuevos análisis e ideas en física conocida o incluso en física BSM.

SWAN ofrece un ambiente integrado para análisis de datos en la nube del CERN donde el usuario puede encontrar datos experimentales junto a una gran cantidad de software científico. La interfaz que provee este servicio es la de Jupyter *notebooks*, lo cual combina todas las características explicadas anteriormente, en una página HTML que puede ser accedida y controlada en un navegador.

SWAN no está ligado a un lenguaje de programación en particular. En la actualidad

⁶Se puede acceder al sitio oficial en la siguiente dirección web: www.swan.web.cern.ch/



Figura 6.9: Interfase de SWAN, donde se tienen distintas carpetas, permite crear *notebooks* con distintos lenguajes de programación, archivos de texto (text file), carpetas, al igual que manejarse por medio de terminal.

ofrece la posibilidad de escribir *notebooks* en tres lenguajes: C++, Python y R. Un elemento innovador es que gracias a ROOT, estos lenguajes pueden ser mezclados sin problema, tal que pueden ser creados *notebooks* con múltiples lenguajes.

Como resultado de la integración con la tecnología de Jupyter, toda actividad computacional sucede en el lado del servidor, en la nube, mientras que los resultados son mostrados en el navegador del usuario.

SWAN es un prototipo de servicio pero es manejado como si fuera parte de la infraestructura de producción del CERN, ya usado por diversos usuarios de diferentes instituciones alrededor del mundo. SWAN no es solo útil para el trabajo diario de análisis de datos y visualizaciones sino es ideal para la organización de tutoriales y eventos educativos. También representa otro paso hacia ciencia reproducible. El formato de *notebook* es ideal para unir consideraciones teóricas, explicaciones detalladas, código y resultados científicos en forma de visualizaciones de datos.

Capítulo 7

Descripción de los Bosones W, Z y Higgs

7.1. El Bosón W

El bosón W junto con el bosón Z son conocidos como las partículas mediadoras de la interacción nuclear débil, una de las cuatro fuerzas fundamentales. El bosón W tiene una masa de $80,385 \pm 0,015$ GeV, posee una carga positiva o negativa de una carga elemental ($W^\pm$) y una es la antipartícula de la otra; mientras que el bosón Z tiene una masa de $91,1876 \pm 0,0021$ GeV, y es eléctricamente neutro [73]. Las partículas masivas interactúan por medio del intercambio de estos bosones pero solo a distancias cortas; cambia protones a neutrones y viceversa por medio de la fuerza débil, permitiendo procesos como la fusión nuclear, lo cual permite que las estrellas brillen debido a la combustión interna producida por la fusión de los átomos de hidrógeno, y esto trae como consecuencia la formación de elementos más pesados, los cuales al morir las estrellas son lanzados al espacio como los bloques constructores de planetas y hasta la vida en la Tierra, por ello se dice que somos polvo de estrellas [74].

La teoría de la fuerza electrodébil, donde se unen la fuerza débil y la electromagnética, debía contener partículas portadoras de fuerza sin masa, pero por otra parte se sabía que estas partículas debían ser masivas, por el hecho de tener un escaso alcance. Por ello para poder satisfacer estas condiciones se introduce el mecanismo de Higgs, explicado en el Capítulo 2.

El bosón W puede decaer de forma leptónica, es decir en leptón más un neutrino, o en dos quarks, por medio de un par quark-antiquark. El ancho de decaimiento del W en un par quark-antiquark es proporcional al correspondiente elemento de matriz CKM al cuadrado.

La matriz *CKM* o *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa*, es una matriz unitaria que contiene información de la intensidad de las desintegraciones débiles que involucran cambio de color. Se especifica la diferencia de los estados cuánticos de los quarks cuando se propagan libremente y cuando participan en las interacciones débiles [3]:

$$\begin{bmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix} \quad (7.1)$$

Viendo la matriz de 7.1, en el lado izquierdo están los estados que se acopan con los quarks tipo *up* en las interacciones débiles y el lado derecho de la matriz CMK con el vector de los estados de los quarks tipo *down*. La matriz CKM describe la probabilidad de una transición de un quark *i* a otro quark *j*, estas transiciones son proporcionales $|V_{ij}|^2$ [10].

La mejor medición de cada uno de los elementos de la matriz CKM es la siguiente [75]:

$$\begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0.974\,27 \pm 0.000\,15 & 0.225\,34 \pm 0.000\,65 & 0.003\,51 \pm 0.000\,15 \\ 0.225\,20 \pm 0.000\,65 & 0.973\,44 \pm 0.000\,16 & 0.0412 \pm 0.0011 \\ 0.008\,67 \pm 0.000\,31 & 0.0404 \pm 0.0011 & 0.999\,146 \pm 0.000\,046 \end{bmatrix} \quad (7.2)$$

En el SM se tienen como estados finales leptónicos ($e \bar{\nu}_e$, $\mu \bar{\nu}_\mu$, $\tau \bar{\nu}_\tau$). Para los estados finales que contienen quarks no se toma en cuenta el quark *top*, ya que tiene una masa de 172 GeV, y es por tanto muy pesado para los valores de masa del W que se tienen, pero los cinco quarks restantes son más livianos.

Inicialmente se tienen seis posibilidades de decaimiento, basándose en la conservación de la carga, éstas son: (u,d); (c,s); (u,s); (c,d); (u,b) y (c,b). Pero los últimos cuatro de estos seis estados no son *weak doublets*, es decir que no pertenecen a la misma generación de fermiones. La matriz CKM, la cual permite que los quarks de diferentes *weak doublets* se acoplen con el bosón W es casi diagonal, es decir que todas sus entradas se aproximan a cero excepto en la diagonal principal, en este caso V_{ud} y V_{cs} . Queda entonces una submatriz 2x2 con V_{ud} y V_{cs} , como estados finales resultantes, una vez que se remueven los quarks *top* y los dobletes (u,b) y (c,b) [76].

Cuando el bosón W interactúa de forma leptónica el acoplamiento es efectivo dentro de una generación en particular, es decir $e^- \rightarrow \nu_e + W^-$, $\mu^- \rightarrow \nu_\mu + W^-$, $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + W^-$. No hay acoplamiento de generaciones cruzadas, de la forma $e^- \rightarrow \nu_\mu + W^-$. Sin embargo para el caso hadrónico como se ve en la ecuación 7.2, las entradas que no están en la diagonal principal, es decir que no representan a estados de *weak doublets*, tienen valores

muy pequeños pero distintos de cero, por tanto las interacciones débiles casi respetan las generaciones de quarks, pero no del todo. Tenemos los siguientes ejemplos de decaimientos, donde el primero si respeta las generaciones y el siguiente que no lo hace, y se puede ver su diagrama en las figuras 7.1 y 7.2 respectivamente. Para el decaimiento *beta* si se cumple, pero para el decaimiento de Λ no, pero aunque si ocurre en la naturaleza es mucho más débil que el primero. Los decaimientos se escriben de la siguiente forma [4]:

$$\begin{array}{lll} d \rightarrow u + W^- & \text{el proceso detrás del decaimiento del neutrón} & n \rightarrow p + e^- \bar{\nu}_e \\ s \rightarrow u + W^- & \text{el proceso detrás del decaimiento de } \Lambda & \Lambda \rightarrow p + \pi^- \end{array}$$

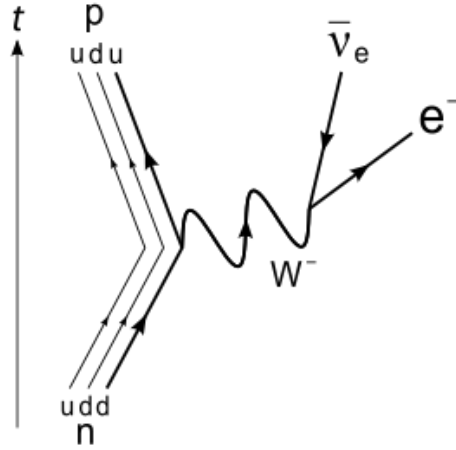


Figura 7.1: Decaimiento beta.

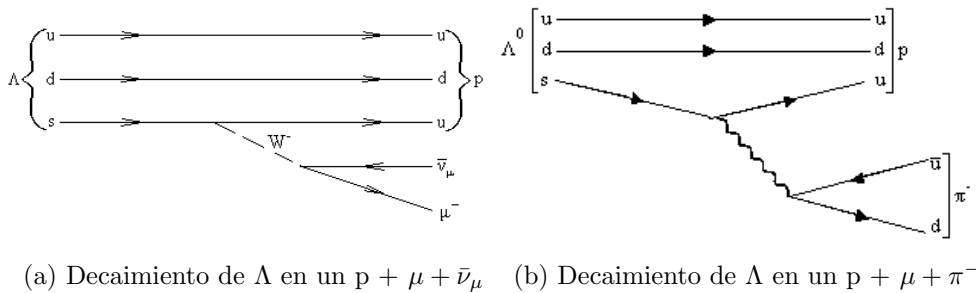


Figura 7.2: Distintos decaimientos de procesos débiles. Fuente: http://atlas.physicsmasterclasses.org/en/wpath_lhcphysics2.htm. Consultado: 25/02/2017

En resumen, el bosón W puede decaer en cinco estados, los tres leptónicos y los dos hadrónicos: $(e \bar{\nu}_e)$, $(\mu \bar{\nu}_\mu)$, $(\tau \bar{\nu}_\tau)$, (u, d) y (c, s) .

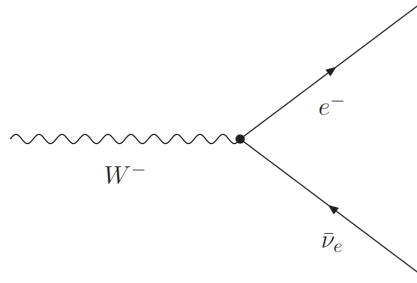


Figura 7.3: Vértice fundamental leptónico para el decaimiento del bosón W. Fuente: http://atlas.physicsmasterclasses.org/en/wpath_lhcphysics2.htm. Consultado: 25/02/2017

El *Branching Ratio* (BR), para un decaimiento es la fracción de partículas que decaen en un modo específico con respecto al número total de partículas en las cuales decae. Para el bosón W no son cinco canales de decaimiento, como se podría pensar en un principio, y esto es debido a que hay que tomar en cuenta el color de los quarks.

El color es clave para el cálculo del BR, ya que los quarks vienen en tres colores. Si se considera el decaimiento $W \rightarrow u\bar{d}$, se tienen tres distintos canales, correspondientes a u(rojo) $\bar{d}$ (antirrojo), u(azul) $\bar{d}$ (antiazul) y u(verde) $\bar{d}$ (antiverde).

Por lo tanto se tienen tres tipos de decaimientos leptónicos y seis decaimientos hadrónicos, así que la predicción ahora del BR sería de $\text{BR}(W \rightarrow e \bar{\nu}_e) = 1/9 = 11\%$, lo cual es una aproximación bastante buena. La concordancia con el valor experimental es una prueba clara de que hay tres colores de quarks y que el W se acopla a todos los dobletes de los fermiones con igual fuerza, módulo de los factores incorporados en la matriz CKM [76].

En los años 80's se realizaron mediciones del $\text{BR}(W \rightarrow e \bar{\nu}_e)$ que permitió conocer que la masa del quark-top debía ser de al menos m_W , de otra forma se habría obtenido un BR menor al que había sido medido. Luego se logró medir la masa del quark-top, $m_t \simeq 172 \text{ GeV}$, lo que es por supuesto muy grande para que pueda existir el canal de decaimiento $W \rightarrow t \bar{b}$ [75].

En el diagrama de la figura 7.3 se observa el diagrama de Feynman del vértice leptónico fundamental, en donde un leptón, en este caso un electrón, se convierte en su respectivo neutrino por la emisión de un W^- (o absorción de un W^+), este proceso ocurre con igual probabilidad para los otros sabores de leptones.

El análisis del bosón W es hecho con la intención de proporcionar un análisis de alta estadística usando el dataset de ATLAS Open Data. Pone a prueba la descripción que representa la data real con la data simulada del mismo [57].

7.2. El Bosón Z

Descubierto en 1983 junto al bosón W, en el Super Proton Synchrotron por el CERN. El bosón Z es una partícula elemental neutra, y como su primo eléctricamente cargado, el bosón W, el bosón Z es el portador de la fuerza débil [77].

Emitiendo un bosón W eléctricamente cargado, la fuerza débil puede causar que una partícula como el protón cambie su carga debido a un cambio del sabor de sus quarks constituyentes. En 1958, Sidney Bludman sugirió que podía haber otra parte de la fuerza débil, llamada corriente débil neutra, mediada por un compañero neutro de los bosones $W^\pm$, y este compañero fue luego conocido como el bosón Z [4].

Al final de los años 70's, el CERN convirtió lo que era su acelerador más grande, el Super Proton Synchrotron, para que pudiese operar como un colisionador protón-antiprotón, con el fin de producir los bosones W y Z directamente. Ambos fueron observados por primera vez en 1983 [77].

El bosón Z es su propia antipartícula, así todos sus números cuánticos de sabor y carga son cero. El intercambio de un bosón Z entre partículas, proceso llamado interacción débil de corriente neutra ¹, deja las partículas interactuantes sin ser cambiadas, excepto por la transferencia de momentum, espín y energía. Sus interacciones con neutrinos tienen firmas distintivas, ellas proveen el único mecanismo conocido para la dispersión elástica de neutrinos en la materia; los neutrinos son igualmente propensos a tener un proceso de dispersión de forma elástica, por medio del intercambio de Z, como de forma inelástica, por medio de un intercambio de bosones W. El bosón Z se acopla a cualquiera de las partículas del SM, exceptuando gluones y fotones [[3],[78]].

Debido a que el bosón Z es neutro, la suma de las cargas de sus productos deben ser cero, así que debe decaer en una par partícula/antipartícula, como son los siguientes casos:

- **Par quark-antiquark** ($\sim 70\%$) $Z \rightarrow q \bar{q}$, estos últimos son “observados” como jets. Para cada quark se pueden tener tres colores y hay seis tipos de quarks, así que son 18 posibilidades de desintegración.
- **Par neutrino-antineutrino** ($\sim 20\%$) $Z \rightarrow \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$, donde cada par de leptones este modo de decaimiento el detector no lo registra. La única forma de ubicarlos es midiendo si hay energía o momento transversal faltante tras la colisión.

¹La palabra corriente no tiene que ver con la forma convencional de la corriente, de corriente eléctrica, sino hace referencia al hecho de que hay un intercambio de la partícula Z.

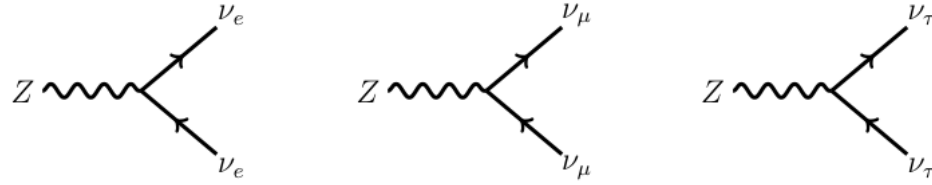
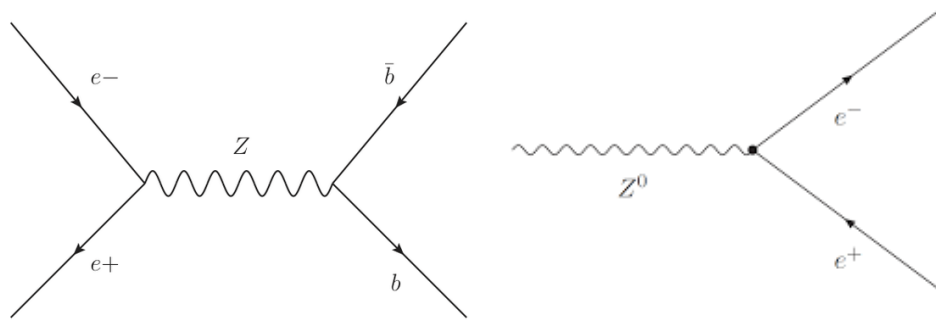


Figura 7.4: Decaimiento del bosón Z en pares de neutrino-antineutrino. Fuente: <http://www.quantumdiaries.org/author/flip-tanedo/page/6/>. Consultado: 20/03/2017



(a) Creación de un bosón Z por la aniquilación de un par electron-positrón y su posterior decaimiento en un par quark-antiquark. (b) Decaimiento del bosón Z en un par electron-positrón.

Figura 7.5: Decaimientos del bosón Z. Fuente: <http://www.quantumdiaries.org/author/flip-tanedo/page/6/>. Consultado: 20/03/2017

- **Par lepton-antilepton** ($\sim 10\%$) $Z \rightarrow \ell^- \ell^+$, cada par tiene aproximadamente igual probabilidad.

En total son 24 posibilidades de desintegración, pero sólo 21 de ellas son visibles. Los decaimientos más simples para estudiar la desintegración del bosón Z son las $e^- e^+$ ó $\mu^- \mu^+$, debido a que son las fáciles de poder ser detectadas, porque el estado final son dos leptones estables. Con más probabilidad, el resultado del decaimiento es un estado final con quarks, lo cual es un estado más complejo ya que siempre conlleva a la formación de jets. Para el caso del decaimiento en un par neutrino-antineutrino no se puede medir directamente con el detector, se debe hacer de forma indirecta y éste es un proceso mucho más engorroso, por tanto para hacer medidas de precisión de la masa del bosón Z se utilizan canales, con estado final de par de leptones. Los restantes se usan entre varias cosas para seguir investigando su física.

Muchos análisis que involucran leptones sufren de un fondo de Z más jets, debido a

su gran sección eficaz. Es por tanto vital verificar el modelado correcto a seguir de estos procesos por medio de la simulación de datos realizada vía Monte Carlo [57].

Es importante la medición de partículas ya conocidas del SM, para poder confirmar que se conoce correctamente el detector y el software, de esta forma se está listo para seguir buscando nueva física.

7.3. El Bosón de Higgs

El 4 de julio del 2012, las colaboraciones del LHC: ATLAS y CMS, anunciaron el descubrimiento de una resonancia que, a pesar de la estadística tan limitada, parecía tener características esperadas para el bosón de Higgs, predicho en el SM. Obteniéndose, en el caso de ATLAS una partícula de masa $m_H = 125,5 \pm 0,5$ GeV, y por el CMS $m_H = 125,7 \pm 0,4$ GeV [79].

El bosón de Higgs es una excitación de campo responsable de romper la simetría electrodébil. Este campo, como se mencionó anteriormente, es el responsable de darle masas a las partículas fundamentales. El bosón de Higgs interactúa con todas las partículas del SM que tienen masa, así que hay diferentes formas de producir uno, y diferentes formas de decaer, y éstas se listan a continuación.

Los análisis llevados a cabo en el LHC se dividen en búsquedas a baja masa y alta masa, donde baja masa se puede definir en el rango entre 110 GeV y $2M_Z$, y el rango de masa para alta masa puede ser definido entre los 200 GeV y 600 GeV [29].

7.3.1. Búsquedas a Baja Masa

$H \rightarrow \gamma\gamma$

Este análisis es llevado a cabo para un valor de m_H entre 110 GeV y 150 GeV. Este canal o modo de decaimiento provee una buena sensibilidad a la masa del bosón de Higgs, debido a la excelente resolución de masa en el estado final de dos fotones, permitiendo la observación de un pico de masa estrecho sobre un fondo el cual puede ser determinado directamente con los datos. El calorímetro EM provee medidas de la energía y dirección del fotón. La resolución de masa, es decir que tan preciso un detector puede medir a una partícula su masa invariante, es típicamente de 1.7 GeV para una masa de Higgs de 125 GeV [80].

El fondo principal de la producción de difotones del SM viene dado por contribuciones de producciones de $\gamma + \text{jet}$ y $\text{jet} + \text{jet}$ con uno o dos jets mal interpretados como fotones (γj y jj) y por el proceso de Drell-Yan (Ver Apéndice C). Se usan técnicas para poder

estimar el número de eventos $\gamma\gamma$, γj y jj en la muestra seleccionada. Las contribuciones de Drell-Yan en el fondo están determinadas por una muestra de decaimientos $Z \rightarrow e^+e^-$ en los datos, donde los dos o uno solo de los electrones pasan la selección de fotones. La composición medida de las muestras seleccionadas es aproximadamente 74 %, 22 %, 3 %, y 1 % para $\gamma\gamma$, γj , jj y los procesos de Drell-Yan, respectivamente. Esta descomposición no es directamente utilizada en la búsqueda de la señal; sin embargo, es usada para estudiar la parametrización del modelado del fondo.

Los datos que se usan en este canal son seleccionados usando un *trigger* de difotón, lo que requiere que se tengan dos *clusters* formados de los depósitos de energía en el calorímetro EM. Se aplica un criterio *loose*, a las formas de los *clusters* para que coincidan a lo esperados debido a las cascadas EM observadas formadas por los fotones; como se mencionó en el capítulo anterior, un criterio *loose* son una serie de cortes usados en el proceso de identificación de electrones. La eficiencia de este *trigger* es mayor del 99 % para eventos que pasan a la selección final [29].

A los eventos seleccionados se les requiere que tengan al menos un vértice reconstruido con al menos dos *tracks* asociados con un $p_T > 0.4 \text{ GeV}$, al igual que dos candidatos de fotones. Los fotones que se convierten a pares electrones-positrones en el material del ID pueden tener uno o dos *tracks* reconstruidos que coincidan con los *clusters* en el calorímetro. La reconstrucción de fotones tiene una eficiencia de alrededor del 97 % para valores de $E_T > 30 \text{ GeV}$.

Con el fin de tener en cuenta las pérdidas de energía fuera del *cluster*, se usan los resultados de las simulaciones de MC para calibrar las energías de los candidatos a fotones. Hay diferentes calibraciones para los candidatos convertidos (a un par e^-e^-) y no convertidos. El candidato a fotón primario se escoge con $E_T > 40 \text{ GeV}$ y el secundario $E_T > 30 \text{ GeV}$. Se requiere igualmente, como se mencionó antes, que pase el criterio de identificación basado en la forma de las cascadas en el calorímetro EM y las fugas de energías en el calorímetro hadrónico [80].

La masa invariante de los dos fotones es evaluada usando la energía de los fotones medida en el calorímetro, el ángulo azimutal ϕ de los fotones determinado por sus posiciones en el calorímetro, y los valores de η calculados a partir de las posiciones del vértice primario y los puntos de impacto de los fotones en el calorímetro.

$$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$$

Este análisis es llevado a cabo para un valor de m_H entre 110 GeV y 600 GeV. Este canal provee una buena sensibilidad para las medidas de las propiedades del Higgs debido a su alta señal en proporción con la señal de fondo, y su excelente resolución de masa,

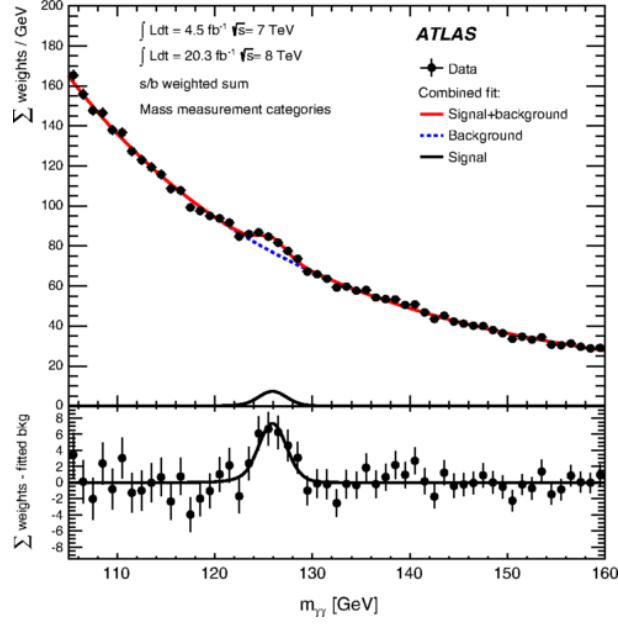


Figura 7.6: Canal de decaimiento para $H \rightarrow \gamma\gamma$. Tomado de [34]

para cada uno de los 4 estados finales (4μ , $2e2\mu$, $2\mu2e$, $4e$), donde el primer par está definido para ser el que tenga la masa de los dileptones más cercana a la masa del bosón Z. Los valores típicos para la resolución de masa varían desde 1.6 GeV para el estado final de 4μ hasta 2.2 GeV para el estado de $4e$. Para el bosón de Higgs del SM con una masa alrededor de 125 GeV, el fondo que domina es el proceso de $(Z^{(*)}/\gamma)(Z^{(*)}/\gamma) \rightarrow 4\ell$, el cual se va a referir a continuación como (ZZ^*) . Para bajas masas se tiene una contribución importante de los procesos de $Z + \text{jets}$ y $t\bar{t}$, donde un leptón cargado aparece ya sea de los decaimientos de los hadrones contenidos los quark b o c, o mala identificación de jets [[81],[80]].

Técnicamente para un bosón de Higgs de 125 GeV, el decaimiento en dos bosones Z no es posible ya que la suma de los bosones Z tienen una masa de 182 GeV, lo cual está por encima a la del Higgs. Sin embargo, lo que se observa es el decaimiento del Higgs a un bosón Z y un bosón virtual Z (Z^*) (Ver Apéndice C) cuya masa efectiva es mucho menor; esto se puede ver ilustrado en la figura 7.7.

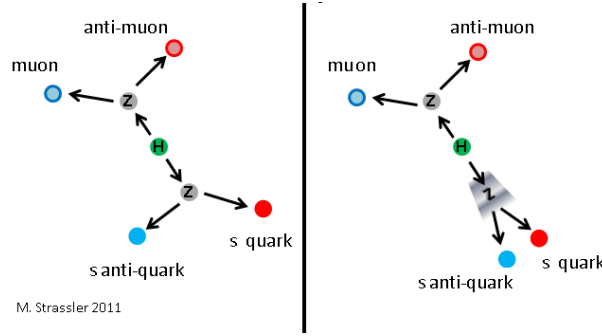


Figura 7.7: Izquierda: Si el Higgs tiene una masa mayor a $2m_Z$ puede decaer en dos bosones Z. Derecha: Si es más ligero, puede decaer en un bosón Z y una partícula virtual Z. El Z decae al igual que el Z virtual, en un par leptón-antileptón, un par neutrino-antineutrino, o un par quark-antiquark; se muestra en la imagen que decae en un muon-antimuon y a un s-quark y su antiquark. Tomado de [34]

Entrando a la parte de la selección de eventos, los candidatos de muones son formados haciendo coincidir las trayectorias o *tracks* reconstruidos del detector interno (ID), con *tracks* reconstruidos en el Muon Spectrometer (MS), ya sea un *track* completo o un segmento del *track*. Se usan *tracks* reconstruidos de la región delantera del MS ($2,5 < |\eta| < 2,7$), lo cual está afuera de la cobertura del ID. Si un *track* completo de ambos detectores son presentados, las dos medidas independientes del momentum son combinadas; en el caso contrario la información de ID o del MS se usa de forma aislada. Los candidatos a electrones deben tener un buen *track* reconstruido proveniente del ID apuntando a un *cluster* del calorímetro electromagnético (deposito de energía en el calorímetro), y este *cluster* debe satisfacer que los perfiles longitudinales y transversales de la cascada sean consistentes con una cascada electromagnética. Los *tracks* asociados a *clusters* EM se les realiza un ajuste usando un filtro de *Gaussian-Sum Filter* (Ver Apéndice B), el cual permite que la energía perdida debido al Bremsstrahlung sea tomada en cuenta [80].

Cada electrón o muon debe satisfacer $p_T > 7 \text{ GeV}$ y $p_T > 6 \text{ GeV}$ respectivamente, y ser medido en un rango de pseudorapidez de $|\eta| < 2,47$ y $|\eta| < 2,70$. Así todas las posibles combinaciones de cuádrupletes, con el mismo sabor y cargas opuestas de pares de leptones son formadas. El lepton más energético del cuádruplete debe satisfacer que $p_T > 20 \text{ GeV}$, el segundo y el tercero $p_T > 15 \text{ GeV}$ y $p_T > 10 \text{ GeV}$. Se requiere que los leptones estén separados uno del otro por $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} > 0.1$ si son del mismo sabor y por $\Delta R > 0.2$ en el caso contrario.

El vértice primario usando para los eventos está definido como el que tenga el mayor valor de $\sum p_T^2$ asociado a un *track*, y se requiere que tenga además al menos tres *tracks* con $p_T > 0.4 \text{ GeV}$.

Los pares de leptones de igual sabor y carga opuesta con masa invariante más cercana a m_Z en el cuadruplete son denotados como el par principal de leptones. Su masa invariante se denota como m_{12} , y se requiere que este entre 50 GeV y 106 GeV. El par remanente del mismo sabor y carga opuesta es el par secundario de leptones. Su masa invariante se denota como m_{34} , y es requerido que este en el rango entre $m_{min} < m_{34} < 115$ GeV, donde el valor de m_{min} depende de la reconstrucción de la masa de los cuatro leptones, $m_{4\ell}$, este varía monótonamente entre 17.5 GeV para $m_{4\ell} = 120$ GeV, hasta 50 GeV para $m_{4\ell} = 190$ GeV y es constante a partir de ese valor. Todos los posibles pares de leptones del cuadruplete, con mismo sabor y carga opuesta, deben satisfacer que $m_{\ell\ell} > 5$ GeV, tal que se puedan desprestigiar los fondos que tienen que ver con la producción y decaimiento de los mesones J/ψ . Si dos o mas cuadrupletes satisfacen todo lo anterior, el que tenga el valor más alto de m_{34} es seleccionado [81].

El fondo irreducible de ZZ^* es estimado usando una combinación de simulación Monte Carlo y los datos observados. El fondo de $Z + \text{jets}$, que afecta principalmente la parte de región de baja masa de los cuadrileptones, se estima de las zonas de control de los datos, al igual que para el fondo de los pares de quark $t\bar{t}$. Como la composición del fondo depende de los sabores de los pares de leptones secundarios, diferentes enfoques son tomados en cuenta para los diferentes estados finales.

$$H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell^{\pm}\ell^{\pm}q\bar{q}$$

Esta búsqueda es llevada a cabo para hipótesis de m_H entre 120 GeV y 180 GeV. El fondo más dominante proviene de Drell Yan + Jets y en menor proporción de la producción de $Z + \text{jets}$. También se tiene el fondo de los pares de quark decayendo en dos leptones, dos b-quark y dos neutrinos, y la producción directa de pares de bosones de calibre, es decir dibosones (ZZ , WW , WZ) [82].

Consiste en dos leptones del mismo sabor y carga opuesta, de alto momentum y dos jets hadrónicos de alto momento también.

Leptones aislados son utilizados para construir candidatos leptónicos al bosón Z, $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$. Para asegurar la eficiencia y la determinación de buen momentum, se requiere que el lepton primario tenga $p_T > 40$ GeV y el secundario $p_T > 20$ GeV. Los muones que estén dentro del rango de pseudorapidez de $|\eta| < 2.4$ son considerados para el análisis, mientras que los electrones son seleccionados en el rango de $|\eta| < 2.5$. Cada candidato de dileptón para el proceso $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ tiene que estar un rango de masas entre $76 \text{ GeV} < |m_{\ell\ell}| < 106 \text{ GeV}$, tal que se reduzca el fondo que no contenga un Z leptónico real. Cada par de jets es considerado como un bosón Z hadrónico. La energía del jet se corrige para tener en cuenta la respuesta no lineal del calorímetro y ruido del detector. Para asegurar una

buena determinación de momentum, los jets se seleccionan, usando un algoritmo llamado anti- k_t ², tal que tengan $p_T > 30 \text{ GeV}$, después de las correcciones de energía. Para masas de alta resonancia, por encima de 600 GeV , los dos quarks emergentes de la colisión son altamente boosteados. Por lo tanto, los dos jets procedentes de los quarks se superponen. En este caso, el requisito de tener dos jets separados en el evento conduce a una drástica pérdida de eficiencia.

$$H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$$

Es llevado a cabo para valores de m_H entre 110 GeV y 600 GeV , pero lo descrito a continuación es para un rango de masa entre $110 < m_H < 200$. La firma para este canal de decaimiento es dos leptones de cargas opuestas con momento transverso grande y un gran desequilibrio del momentum en el evento debido a el escape de neutrinos [80].

Al aumentar la luminosidad instantánea, como ocurrió en el LHC en el 2012, se aumenta el fondo debido al proceso de Drell-Yan, para los estados finales de dos leptones de igual sabor.

Ciertos criterios de calidad son aplicados para eliminar los fondos no provenientes de la colisiones, como lo son los rayos cósmicos de muones, fondos debidos al haz, y ruido de los calorímetros. La selección del vértice primario se hace usando los criterios explicados para el caso de $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$.

Los eventos son clasificados en tres categorías mutuamente excluyentes de acuerdo con el número de jets reconstruidos con $p_T > 30 \text{ GeV}$. Las categorías están caracterizadas por distintas señales de fondo. El caso de interés de este trabajo es sobre el canal 0-jet. Los candidatos en la señal están clasificados en dos categorías, como leptones de igual sabor ($e^+e^-, \mu^+\mu^-$), y diferente sabor ($e\mu$) para los estados finales. El estado final de $e\mu$ provee más del 85 % de la sensibilidad en la búsqueda [80]. La pila de señal viene de decaimientos directos de W a electrones o muones con una contribución pequeña de decaimientos $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow \ell + X$ [84].

Se requiere un valor mínimo para el momentum transverso del sistema de dileptones de $p_T^{\ell\ell} > 30 \text{ GeV}$, tal que se pueda reducir el fondo de W + jets. También el rechazo de un tercer electrón que pase los mismo requerimientos de los dos leptones seleccionados reduce el fondo de WZ y $W\gamma^*$. El fondo para las resonancias de baja masa se rechaza requiriendo que la masa del los dileptones sea $m_{\ell\ell} > 10 \text{ GeV}$ para el caso de igual diferente sabor y 12 GeV para estados finales con dos leptones de igual sabor [[84],[1]].

Los procesos con dos leptones de igual sabor se ven afectados por un fondo producido por el proceso de Drell-Yan. Debido a que en este proceso se producen también pares de

²Para más información sobre este algoritmo ver la referencia [83]

leptones de igual sabor (e^+e^- y $\mu^+\mu^-$) hay que tomar en cuenta esta contribución y por tanto aplicar ciertos requerimientos adicionales para este canal. Los candidatos son preseleccionados por tener dos leptones de diferente sabor con cargas opuestas, $p_T >$ de 25 GeV para el lepton primario y $p_T >$ de 15 GeV para el leptón secundario. Para reducir la componente Drell-Yan se requiere que la masa de los dileptones este fuera de un margen de 10 GeV de la masa del bosón Z, es decir $|m_{\ell\ell} - m_Z| > 10$ GeV. Y también se rechaza esta componente de fondo fuera del pico por medio de pedir que la energía transversa perdida cumpla con $E^{miss} > 40$ GeV [[84],[1],[80]].

La selección y aislamiento tiene más restricciones que las que se tomaban en cuenta para el canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$, para lograr que se reduzca el fondo de los leptones no rápidos del estado final de $\ell\nu\ell\nu$.

Los electrones candidatos son seleccionados usando una combinación de la información del ID y del calorímetro, y para los muones se restringe a aquellos que sus *tracks* coincidan en el ID y MS [80].

Para ambos canales (igual sabor y diferente sabor) se requiere que los eventos tengan una alta E_T^{miss} . El momentum transverso perdido $\vec{E}_T^{miss}$, como se habló en el Capítulo 5.6 de este trabajo, es el vector negativo de la suma de todos los momentos transversos de los objetos reconstruidos, incluyendo muones, electrones, fotones, jets y *clusters* de las celdas de los calorímetros no asociadas con esos objetos. Pero para el caso de diferente sabor se toma una cota menor, tal que este sea mayor de $E_T^{miss} > 20$ GeV [[1],[80]].

La cantidad y tipo de fondo que se genere depende significativamente de la multiplicidad de los jets. Si no hay jets, la señal se origina completamente del proceso de ggF (Ver Apéndice C) y el fondo viene principalmente de los eventos de dibosón WW. En contraste, cuando se produce en asociación de dos o más jets, la señal contiene una contribución mucho más grande del proceso de VBF (Ver Apéndice C) comparado con la proveniente de ggF, y el fondo que domina para este caso es el de $t\bar{t}$. Por tanto para maximizar la sensibilidad de los eventos del Higgs, se aplican ciertos criterios que van a depender de la multiplicidad de los jets a las muestras pre-seleccionadas [80].

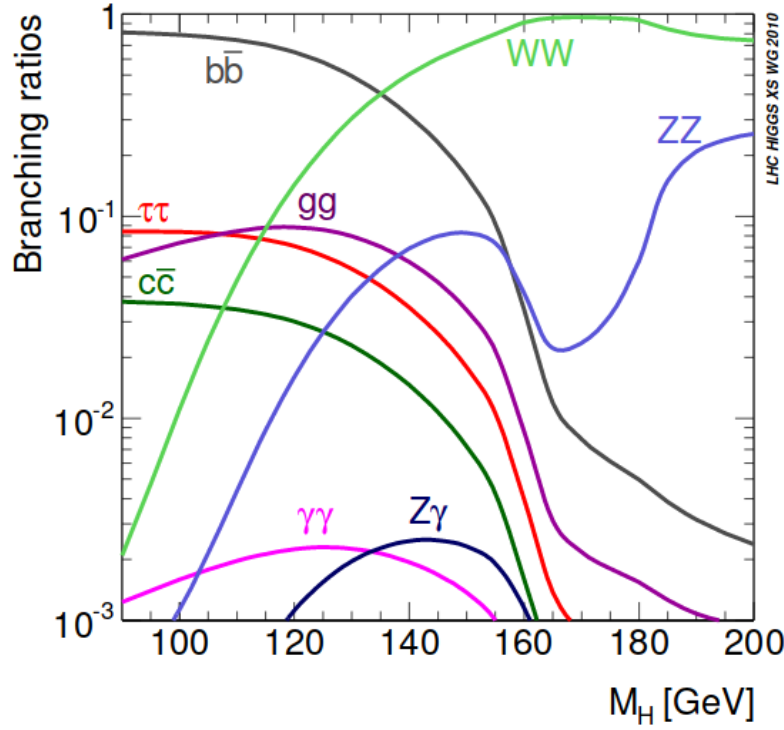


Figura 7.8: BR del Higgs en función de la masa del Higgs. Tomado de [85]

La rata de producción de $H \rightarrow WW$ comparada con otros modos de decaimiento del Higgs está basada por el *Branching Ratio* de WW. Este canal tiene el mayor BR, sobre un rango amplio de masa del Higgs. Como se muestra en la figura 7.8, donde se muestran los BR como función de la masa del Higgs (m_H), para aquellos valores de $m_H \sim 130$ GeV, el branching ratio que domina es para WW. Cuando la masa del Higgs está por debajo de $2 \times m_W$, sigue habiendo una contribución significativa para el WW. En este caso uno de los Ws producidos es *mass-shell*, lo que indica que el otro W es imaginario o W^* .

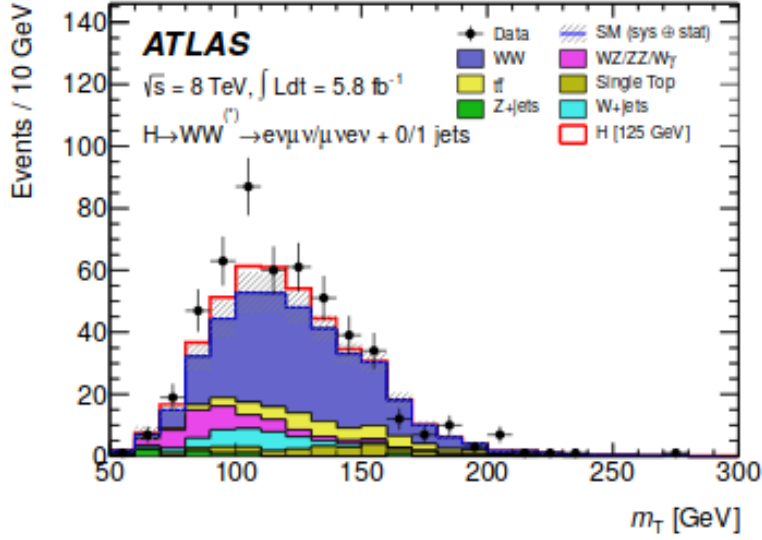


Figura 7.9: Distribución de la masa transversa m_T , en análisis de 0-jet y 1-jet con ambos canales $e\mu$ y μe combinados, para eventos que satisfagan la selección de eventos. La señal esperada para $m_H = 125$ GeV se encuentra superpuesta encima de la predicción de fondo. Tomado de [80].

7.3.2. Búsqueda a Alta Masa

$H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$

Este análisis es hecho bajo la hipótesis de valores de m_H entre 300 GeV y 600 GeV. En el estado final del canal se tiene un bosón W decayendo en un par $q\bar{q}$, cuya masa invariante es compatible con el segundo bosón W, estos par quark-antiquark llevan a la formación de un par de jets; el otro bosón W decae en forma leptónica en un leptón y un neutrino ($W \rightarrow \ell\nu$ con $\ell = e, \mu$), lo cual causa una falta de energía transversa debido a la producción de un neutrino [86].

El análisis para $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ usa la distribución de la masa transversa de los dileptones como discriminate porque los dos neutrinos en el estado final tienen muy poca información cinemática para reconstruir la masa invariante del sistema de WW. En cambio el análisis $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$ usa como discriminate la masa invariante del sistema WW, reconstruido usando la masa del W como restricción cinemática para poder recuperar el momento del neutrino.

Este canal es particularmente sensible en búsquedas del Higgs con una masa mayor que $2m_W$, ya que m_H puede ser reconstruida evento por evento y es usada como discriminante para buscar en la señal. La reconstrucción de evento por evento se realiza utilizando

restricciones cinemáticas que proveen un estimado de la componente del momentum del neutrino en el eje del haz y requiere que la señal del jet en el evento sea consistente con que proceda de un decaimiento hadrónico del bosón W [86].

El análisis es dividido posteriormente por sabor del lepton y el número de jets adicionales (0, 1 ó 2).

A los eventos se requiere que tengan exactamente un candidato de lepton reconstruido (e o μ) con un $p_T >$ de 25 GeV; no se permiten leptones adicionales con $p_T >$ 15 GeV. Los eventos se requiere que tengan $E_{T,cal}^{miss} >$ 60 GeV, tal que se pueden suprimir los procesos multijets manteniendo la eficiencia de la señal.

Los jets son usados para distinguir entre la producción por ggF y VBF, así como la reconstrucción de los decaimientos hadrónicos de los bosones W.

Los dos jets con una masa invariante más cercana a la masa de bosón W son tomados como los jets del W, a menos que haya más de un par de jets con $|m_{jj} - m_W| <$ 15 GeV, en tal caso se elige el par de jets que tenga el p_T más alto.

La masa invariante del sistema WW es reconstruida por medio de los cuadri-momenta de los dos candidatos a bosones W. La masa invariante reconstruida se denota como $m_{\ell\nu jj}$. La reconstrucción del decaimiento leptónico del bosón W se basa en cuadri-momenta del leptón cargado y el neutrino. El cuadri-momento completo se mide para el leptón cargado, y la $\vec{E}_T^{miss}$ provee la componente transversa del momentum del neutrino.

En todas las regiones de señal, el fondo es esperado que sea dominante para la producción de W + jets, con contribuciones importantes de la producción de $t\bar{t}$, single top, y multijet. Los eventos de dibosón, incluyendo WW, WZ, ZZ, $W\gamma$, y $Z\gamma$, así como eventos de Z + jet, contribuyen en un nivel mucho más pequeño pero son igualmente tomadas en cuenta para el fondo.

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell^\pm \ell^\pm q\bar{q}$$

Esta búsqueda es llevada a cabo para hipótesis de m_H que van desde 200 GeV hasta 600 GeV, y es separada en regiones de búsqueda por encima y por debajo de $m_H = 300$ GeV, para las cuales la selección de eventos es optimizada independientemente [87].

Este canal de decaimiento consiste en dos leptones de carga opuesta, mismo sabor y de alto momentum y dos jets hadrónicos de alto momentum. Leptones aislados (electrones o muones) son usados para construir $Z \rightarrow \ell^+ \ell^-$, para asegurar una alta eficiencia y una buena determinación del momentum del lepton primario y secundario, se requiere que los leptones tengan $p_T >$ 40 GeV y 20 GeV. Cada candidato a $Z \rightarrow \ell^+ \ell^-$ está restringido a un rango de masa de dilepton entre $76 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 106 \text{ GeV}$, para así poder reducir el fondo

que no contenga verdaderos Z leptónicos, tales como producción de pares de top-quark.

Este análisis suprime la gran contribución de fondo, en el cual es predominante la producción de Z en asociación con uno o más jets, Z + jets, la producción de pares de top quarks decayendo en dos leptones, dos b-quarks y dos neutrinos, y la producción directa de pares de bosones de calibre (ZZ, WW, WZ). El fondo de $t\bar{t}$ es especialmente relevante en eventos con dos b-tagged jets, caracterizados por una cantidad significativa de energía transversa perdida. La masa de los dos leptones reconstruidos y los dos jets hadrónicos, $m_{\ell\ell q\bar{q}}$, es usada también como discriminante principal entre la señal y el fondo.

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell^\pm \ell^\pm \nu\nu$$

Este análisis está separado en dos regímenes de acuerdo al nivel del número promedio de colisiones protón-protón por *bunch crossing* (Ver Apéndice B). La búsqueda es realizada para hipótesis de m_H que estén entre 200 GeV y 600 GeV. Este análisis está posteriormente categorizado por el sabor de los leptones del decaimiento del Z [88].

Los candidatos a electrones consisten en *clusters* de energía depositados en el calorímetro EM que estén asociados a *tracks* del ID. Los candidatos deben satisfacer ciertos criterios de identificación, que requieren que el perfil de la cascada coincida con lo esperado para una cascada EM y que se tenga un *track* del ID bien reconstruido que apunte hacia el *cluster*. Además a los candidatos se les requiere que tengan $p_T > 20$ GeV y pseudorapidez de $|\eta| < 2.47$. El momentum transverso del electrón es calculado por la energía del *cluster* y la dirección del *track* en el punto de interacción.

Los muones son identificados por la reconstrucción de los *tracks* en el MS. Estos *tracks* son extrapolados hasta la línea del haz, tal que se tenga una coincidencia con un *track* del ID. Solo muones con $p_T > 20$ GeV y pseudorapidez de $|\eta| < 2.5$ son considerados.

Los jets son usados en este análisis para rechazar los fondos provenientes de eventos con decaimientos de quarks pesados o de eventos con falsos E_T^{miss} , debido a mediciones erróneas de jets. El momento transverso perdido es medido como la suma vectorial negativa de los momentos transversos de todas las celdas del calorímetro con $|\eta| < 4.9$, calibrado de forma apropiada basándose en su identificación como electrones, fotones, τ , celdas no asociadas del calorímetro, y los muones seleccionados del evento. Los depósitos de energía asociados con los muones son retirados para evitar doble conteo.

A los eventos se les requiere que tengan también un vértice primario reconstruido, con al menos tres *tracks* asociados con $p_T > 0.4$ GeV, y exactamente dos electrones o muones cargados de forma opuesta, que sean consistentes con el hecho de que hayan sido originados del vértice primario. La producción de Z es dominante en el fondo como se puede ver en la figura 7.10. Para eliminar el fondo producido de top-quark, W y producción de multijets,

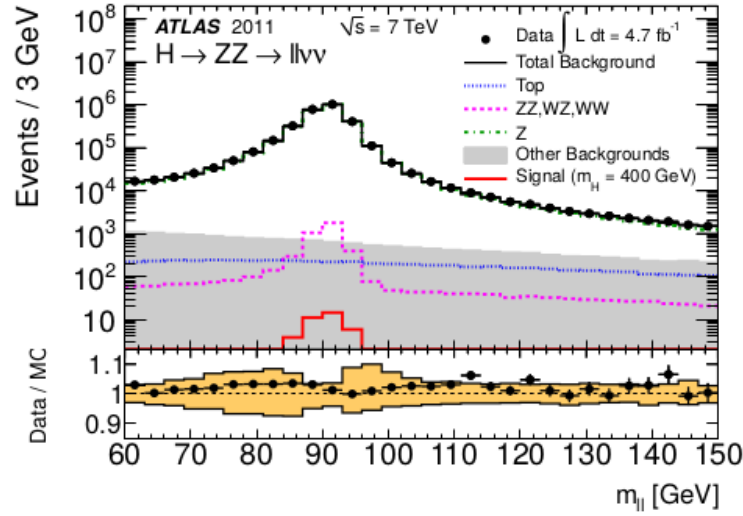


Figura 7.10: La distribución de la masa invariante de los dileptones para eventos con exactamente dos electrones o muones cargados de forma opuesta. La parte de abajo muestra el cociente de los datos con respecto al fondo combinado. La línea correspondiente al fondo de Z está escondida debajo de la línea del fondo total. La contribución de otros fondos incluye multijets y producción de W. Tomado de [34]

la masa invariante del dileptón, $m_{\ell\ell}$, se requiere que satisfaga $|m_Z - m_{\ell\ell}| < 15 \text{ GeV}$.

Para explotar las características cinemáticas dependientes de la masa para la producción del proceso $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^- \nu \bar{\nu}$, la búsqueda se subdivide en la región de Baja Masa del Higgs ($m_H < 280 \text{ GeV}$) y la región de Alta Masa del Higgs ($m_H \geq 280 \text{ GeV}$), y se realizan cortes a dos variables importantes para discriminar las contribuciones del fondo, estas son: E_T^{miss} y el ángulo azimutal entre los dos leptones, $\Delta\phi(l, l)$. Los eventos pueden contribuir con uno o ambas regiones de búsqueda, dependiendo de cuáles cortes satisfacen las variables.

Capítulo 8

Resultados

8.1. Bosón W

Se estudió el siguiente canal de decaimiento para los bosones $W^\pm$:

$$W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu \quad (\ell = e, \mu) \quad (8.1)$$

Los criterios para la selección de eventos para llevar a cabo este análisis son los presentados a continuación [1]:

1. Los electrones y muones deben satisfacer los *single electron* o *muon trigger*, es decir que al menos un buen leptón pase la selección inicial.
2. Los eventos deben satisfacer la GRL. Como se mencionó en el Capítulo 3, es una lista que confirma que el evento posee buenas condiciones de datos de ATLAS.
3. Se requiere que el evento tenga un buen vértice ($N_{tracks} > 4$).
4. Se requiere exactamente un buen leptón tal que éste tenga un $p_T > 25 \text{ GeV}$.
5. La energía transversa perdida del evento debe ser de al menos $E_T^{miss} > 30 \text{ GeV}$.
6. La masa transversa (Ver Apendice C) del bosón W debe ser, $m_T^W > 30 \text{ GeV}$.

En la figura 8.1 se puede ver como se escribe en el código lo descrito anteriormente. Además está descrito el cálculo de la masa transversa, con el uso de la clase de TLorentz-Vector.

El análisis del W está hecho con la intención de proveer un ejemplo de un análisis de alta estadística usando el *dataset* de ATLAS Open Data. Además, prueba la descripción de los datos reales por medio de los datos simulados [1].

```
//Zero cut. We only want events with at least one lepton
if(MonteCarlo_lep_n>0)
{
    // TLorentzVector definitions
    TLorentzVector Lepton = TLorentzVector();
    TLorentzVector MeT = TLorentzVector();
    TLorentzVector Lepton_MeT = TLorentzVector();

    Lepton.SetPtEtaPhiE(MonteCarlo_lep_pt[0], MonteCarlo_lep_eta[0], MonteCarlo_lep_phi[0], MonteCarlo_lep_E[0])
    MeT.SetPtEtaPhiE(MonteCarlo_met_et, 0, MonteCarlo_met_phi, MonteCarlo_met_et);

    //New variable missing transverse mass
    C = TMath::Cos(Lepton.DeltaPhi(MeT));
    D = 1 - C ;
    E = 2 * (MonteCarlo_lep_pt[0]) * (MonteCarlo_met_et) * D ;
    Trans_Mass = TMath::Sqrt(E);

    //First cut: Exactly one good lepton with pT>25GeV
    if(MonteCarlo_lep_n ==1 || MonteCarlo_lep_pt[1] <25000.)
    {
        if(MonteCarlo_lep_pt[0] >25000.)
        {
            //Second cut: The missing transverse energy must be bigger than 30GeV
            if (MonteCarlo_met_et > 30000.)
            {
                //Third cut: The transverse mass of the W boson must be bigger than 30 GeV
                if (Trans_Mass > 30000.)
                {

```

Figura 8.1: Cortes realizados a los datos con la finalidad de filtrar eventos que provengan de un bosón W

Este análisis es propenso a contribuciones de QCD ya que hay solamente un leptón presente, el cual puede venir de otras fuentes que imiten el estado final deseado. Por lo tanto, los posibles desacuerdos se deben entender como señales de las contribuciones de QCD que no se están tomando en cuenta.

8.1.1. Etapa I

En esta primera etapa se aplicaron los cortes mostrados anteriormente y se hicieron los siguientes histogramas, para las muestras de los MC correspondientes a los canales de decaimiento estudiados para el bosón W decayendo en un leptón y su correspondiente neutrino como se muestra en la ecuación 8.1.

Se utilizaron 9 muestras de MC, los cuales se clasifican de tres formas, y se repiten para las tres generaciones de leptones de este análisis. La primera es la simulación referente a los eventos en el que el bosón W decae leptónicamente en un leptón más un neutrino, y contiene jets que se originan de quarks *bottom*, lo cual se denomina como *b-tagged* jets ($W\ell\nu$ WithB). Luego están las simulaciones para los bosones W que decaen leptónicamente y se les prohíbe, por medio de un veto, que tengan *b-tagged* jets ($W\ell\nu$ JetsBVeto). Por último se tienen los MC para los eventos en los cuales no se les prohíbe los *b-tagged* jets, es decir que no se aplica ningún veto referente a ellos, por tanto son eventos en que el bosón

W decae leptónicamente en un leptón más un neutrino, y puede contener o no *b-tagged* jets ($W\ell\nu\text{NoJetsBVeto}$).

A continuación se presentan distribuciones de las siguientes variables físicas: E_T^{miss} , m_T^W , p_T , |PDG id| y la carga Q. La variable PDG id, llamada así por sus siglas en inglés de *Particle Data Group*, permite conocer el tipo de leptón del proceso estudiado, en este caso como es el valor absoluto solamente se puede saber a que generación pertenece, pero no si es una partícula o antipartícula respectivamente, por ello la relevancia de la variable de la carga eléctrica. Un Valor de |PDG id| de 11 indica que el leptón en cuestión es un electrón/positrón, y un valor de 13 indica muones/antimuones.

Cada una de las variables son descritas en la leyenda de las siguientes figuras:

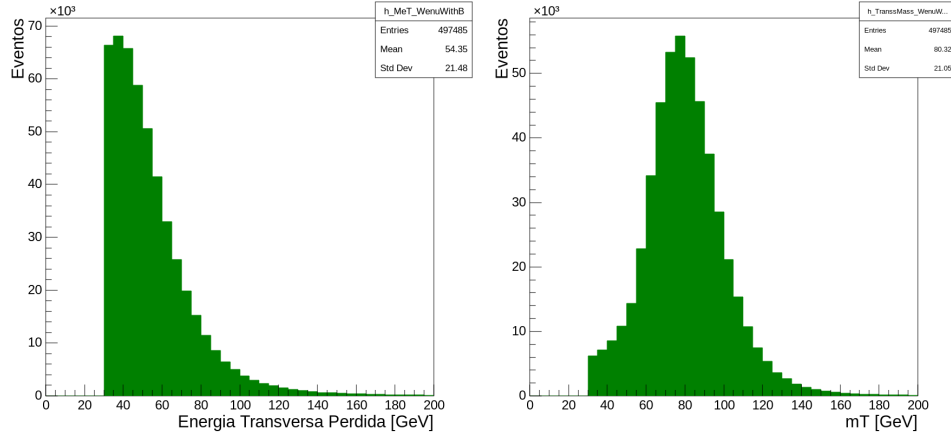


Figura 8.2: W Análisis: Muestra MC $W_{\nu}WithB$. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón W.

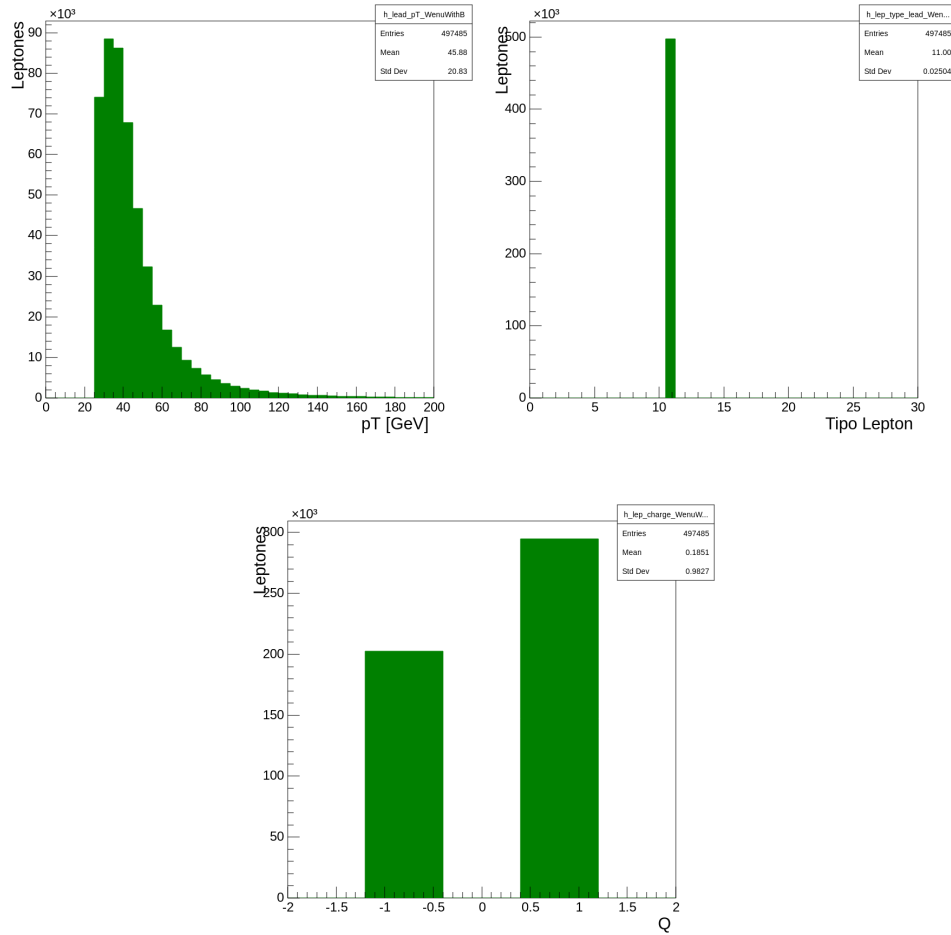


Figura 8.3: W Análisis: Muestra MC $W_{\nu}WithB$. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transverso p_T , el valor absoluto del PDG id $|\text{PDG id}|$ y la carga Q .

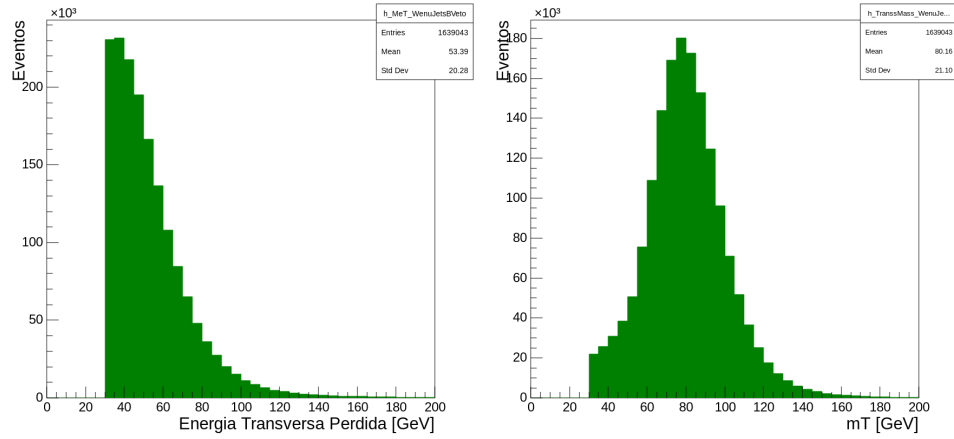


Figura 8.4: W Análisis: Muestra MC $W\ell\nu$ JetsBVeto. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón W .

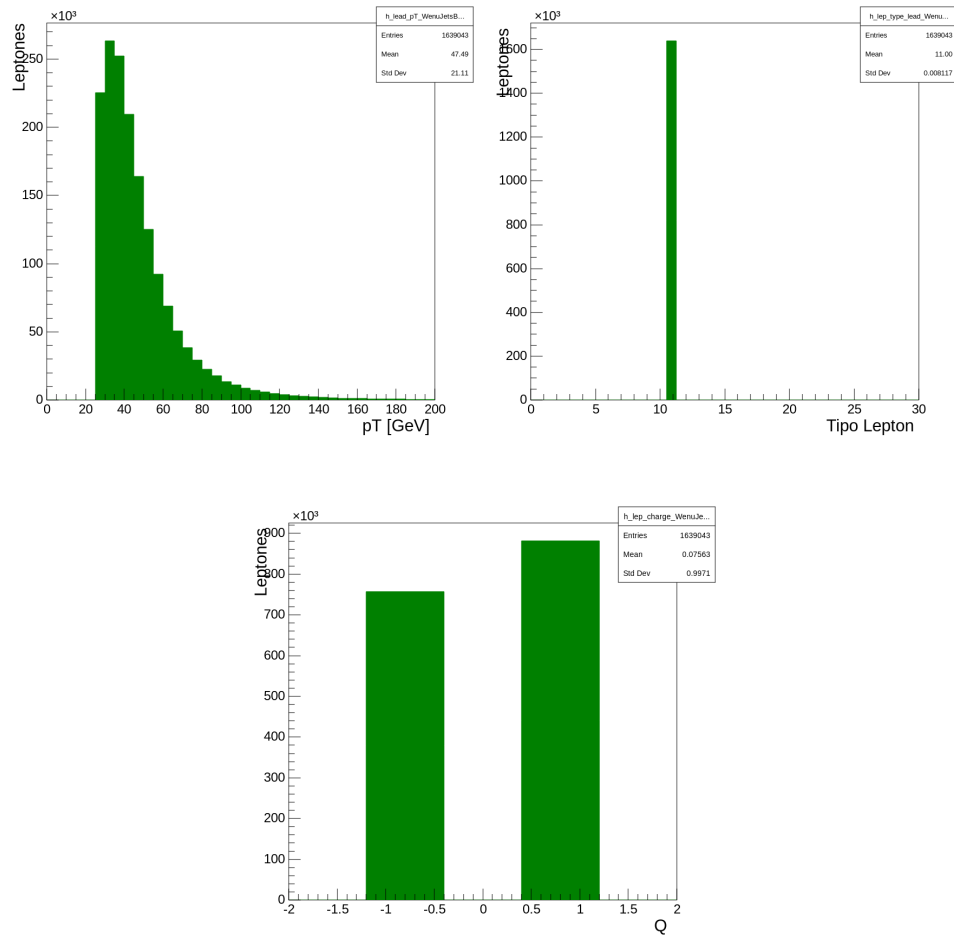


Figura 8.5: W Análisis: Muestra MC $W\ell\nu$ JetsBVeto. Se muestran propiedades del leptón primario, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transversa p_T , el valor absoluto del PDG id $|\text{PDG id}|$ y la carga Q .

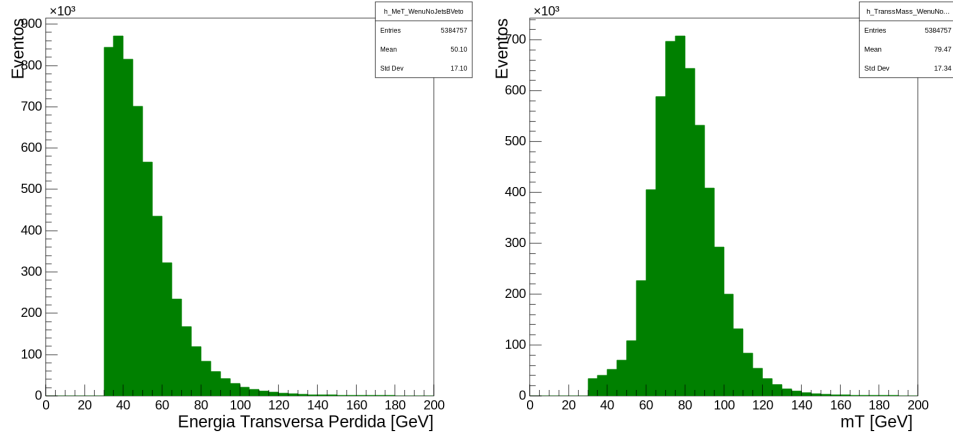


Figura 8.6: W Análisis: Muestra MC $W\nu$ NoJetsBVeto. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón.

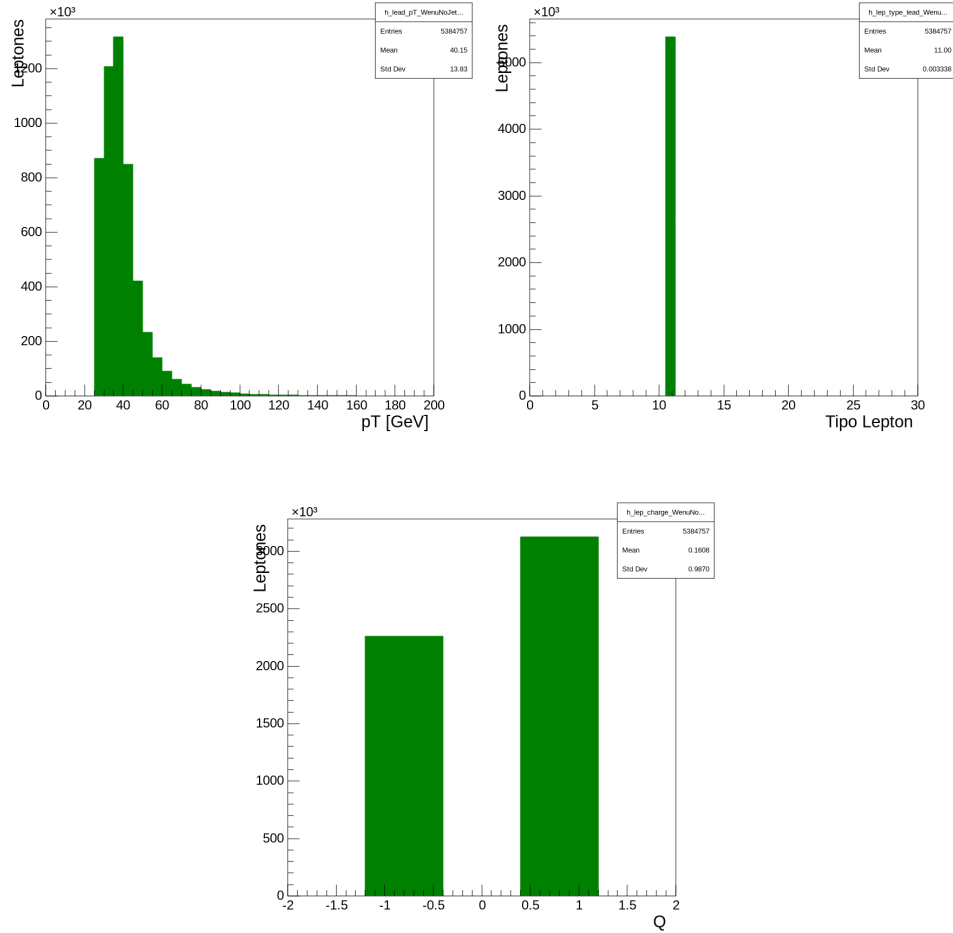


Figura 8.7: W Análisis: Muestra MC $W\nu$ NoJetsBVeto. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transversa p_T , el valor absoluto del PDG id $|\text{PDG id}|$ y la carga Q.

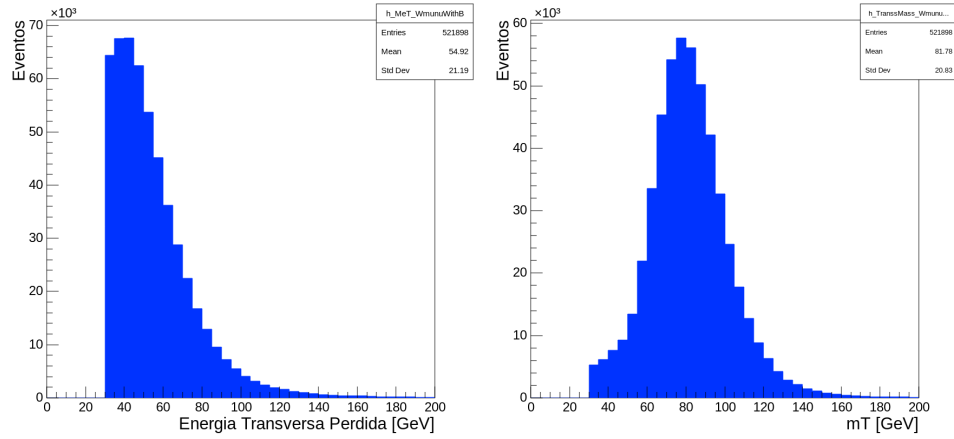


Figura 8.8: W Análisis: Muestra MC $W\mu\nu$ WithB. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón W.

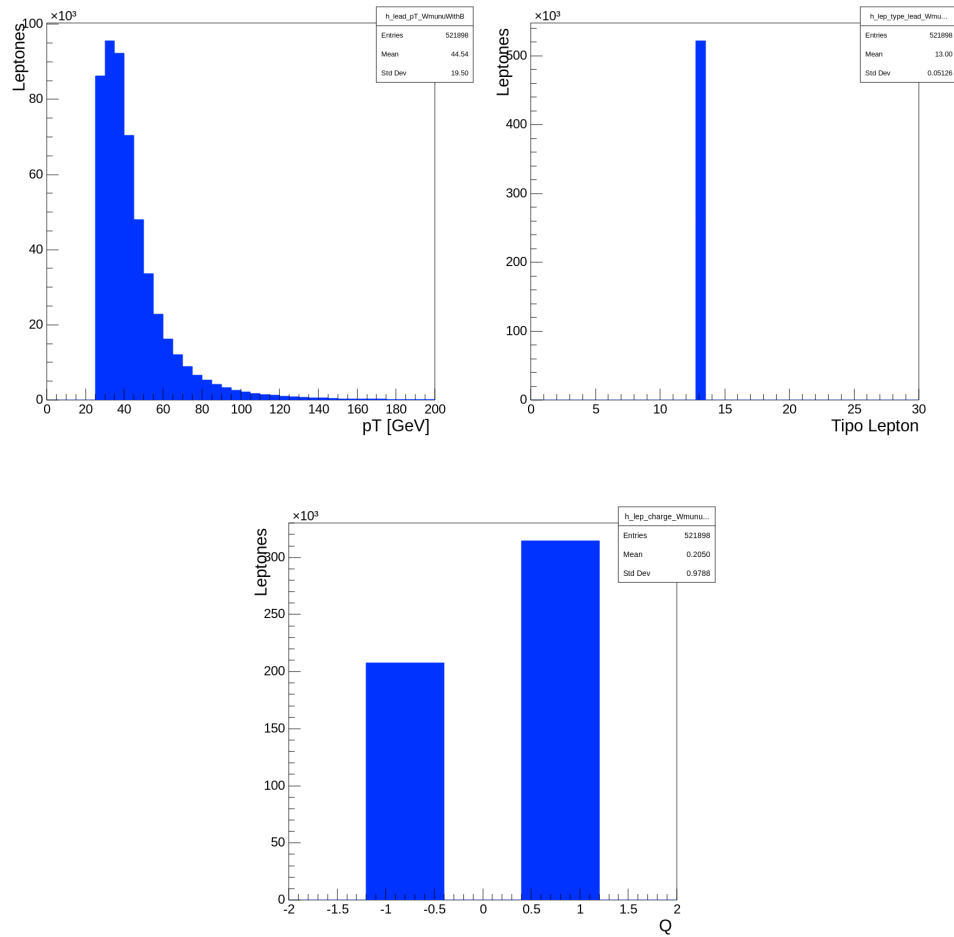


Figura 8.9: W Análisis: Muestra MC $W\mu\nu$ WithB. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transverso p_T , el valor absoluto del PDG id $|\text{PDG id}|$ y la carga Q.

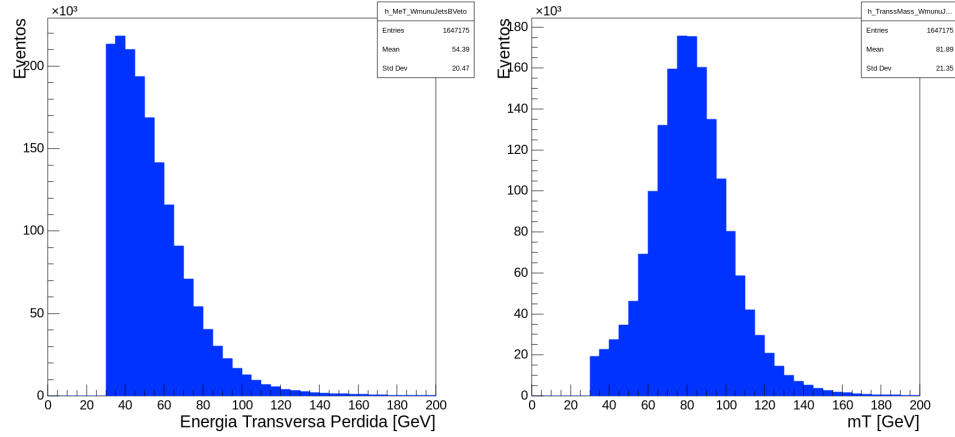


Figura 8.10: W Análisis: Muestra MC $W_{\mu\nu}\text{JetsBVeto}$. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón W.

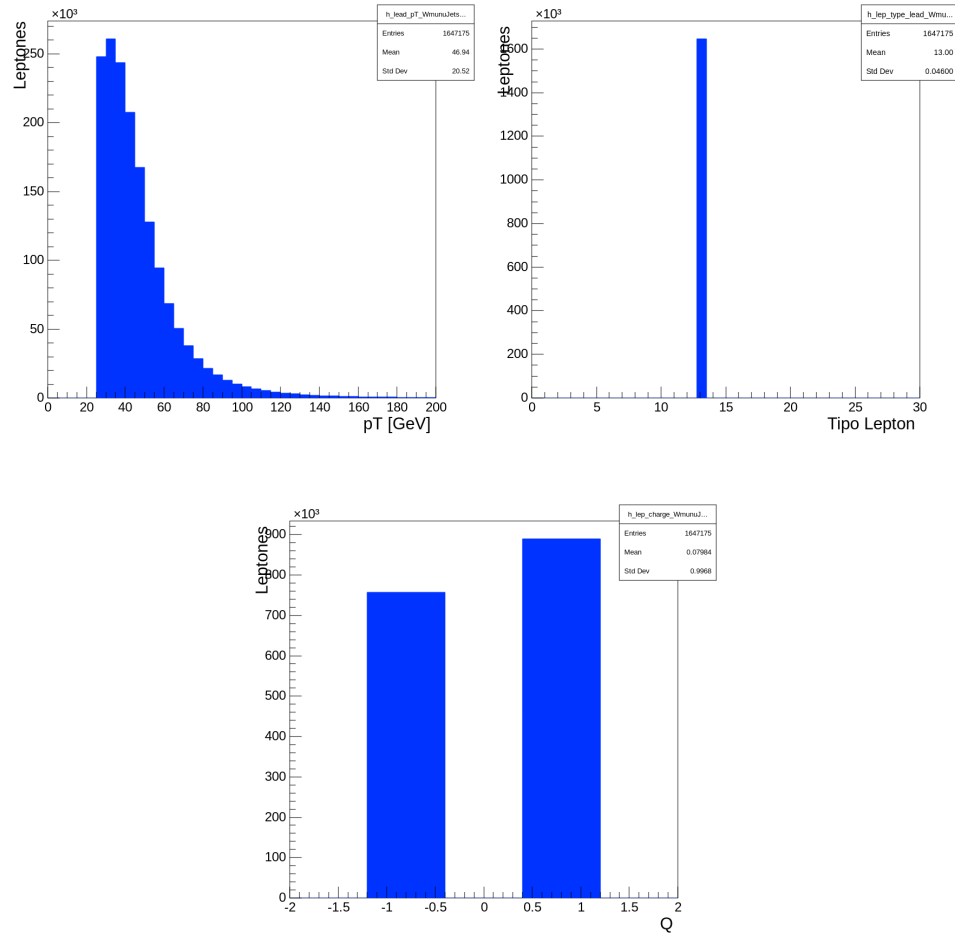


Figura 8.11: W Análisis: Muestra MC $W_{\mu\nu}\text{JetsBVeto}$. Se muestran propiedades del más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transverso p_T , el valor absoluto del PDG id $|\text{PDG id}|$ y la carga Q.

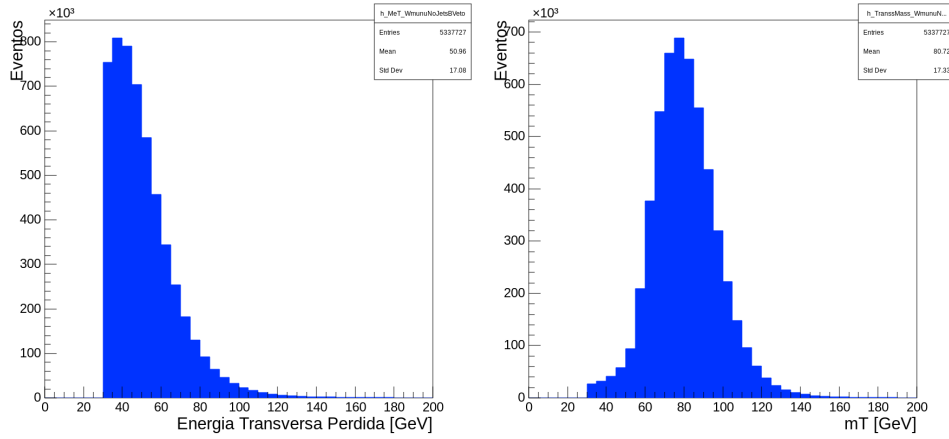


Figura 8.12: W Análisis: Muestra MC $W\mu\nu\text{NoJetsBVeto}$. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón.

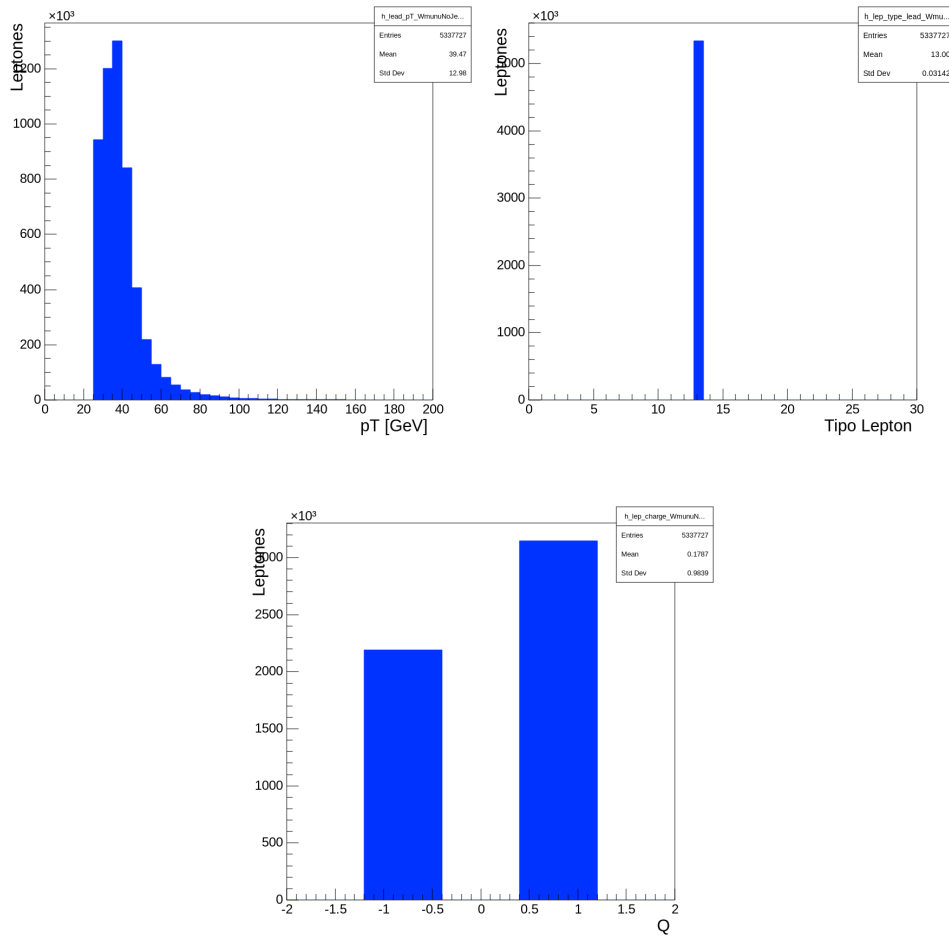


Figura 8.13: W Análisis: Muestra MC $W\mu\nu\text{NoJetsBVeto}$. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transverso p_T , el valor absoluto del PDG id $|\text{PDG id}|$ y la carga Q.

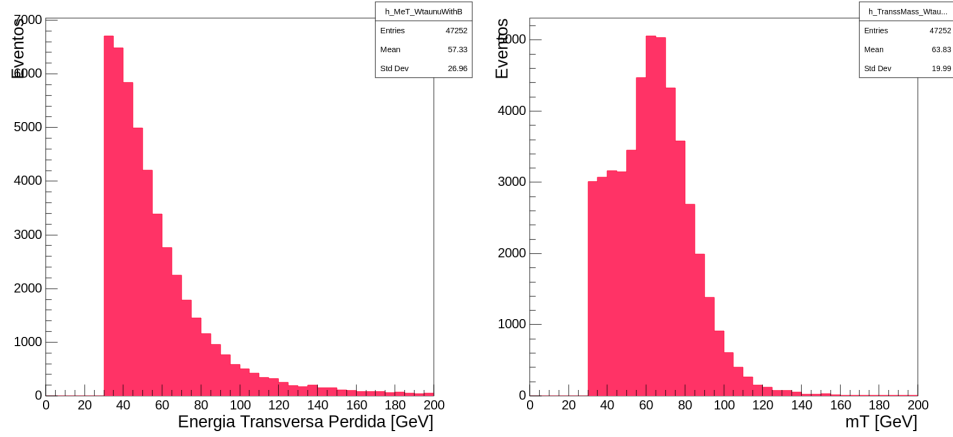


Figura 8.14: W Análisis: Muestra MC $W\tau\nu$ WithB. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón W.

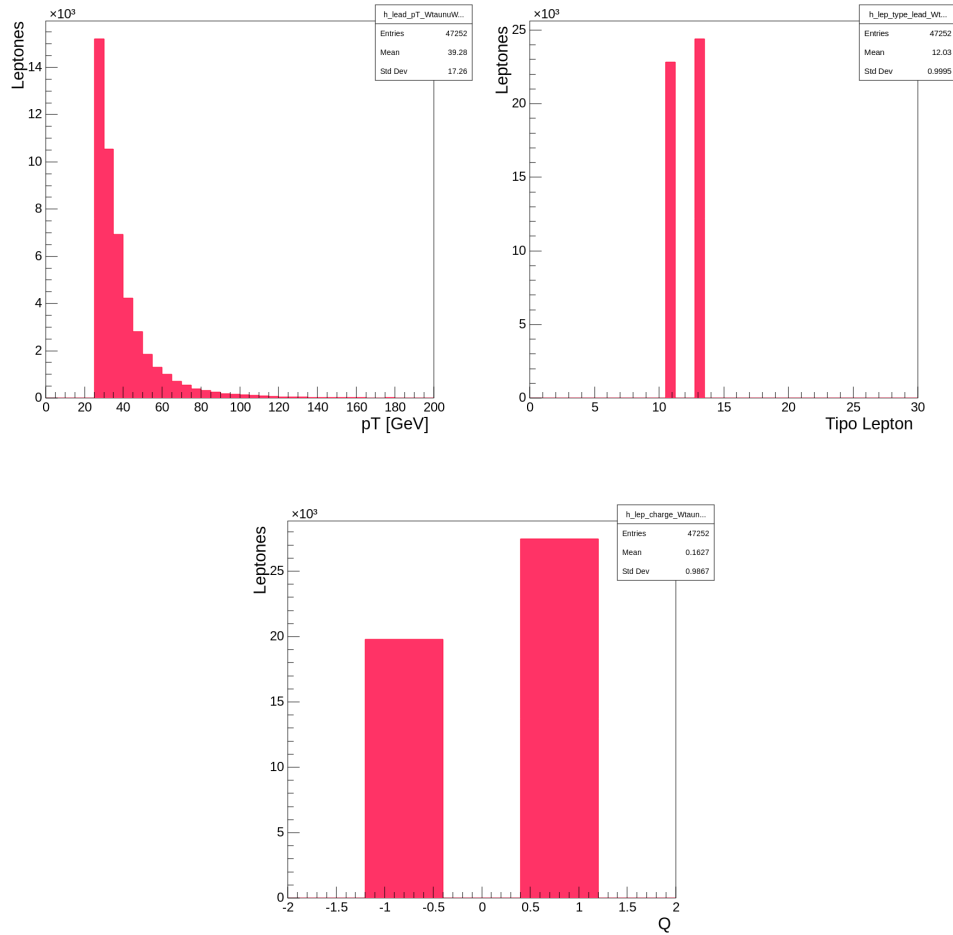


Figura 8.15: W Análisis: Muestra MC $W\tau\nu$ WithB. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transverso p_T , el valor absoluto del PDG id $|\text{PDG id}|$ y la carga Q.

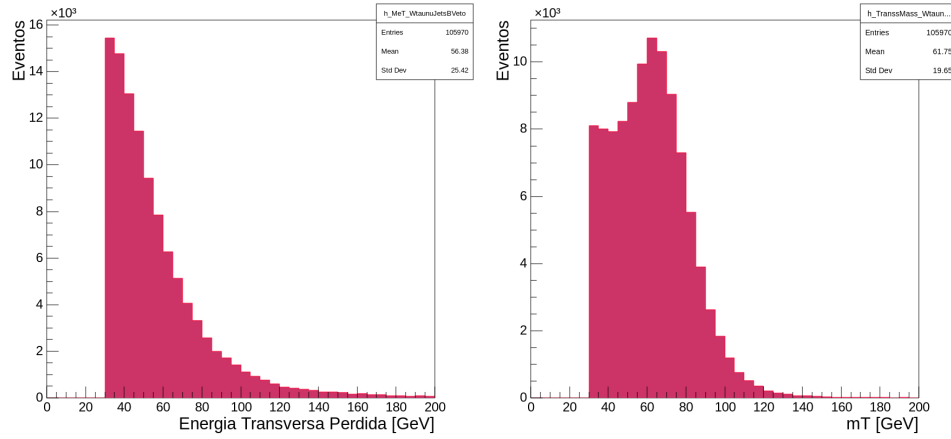


Figura 8.16: W Análisis: Muestra MC WτνJetsBVeto. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón W.

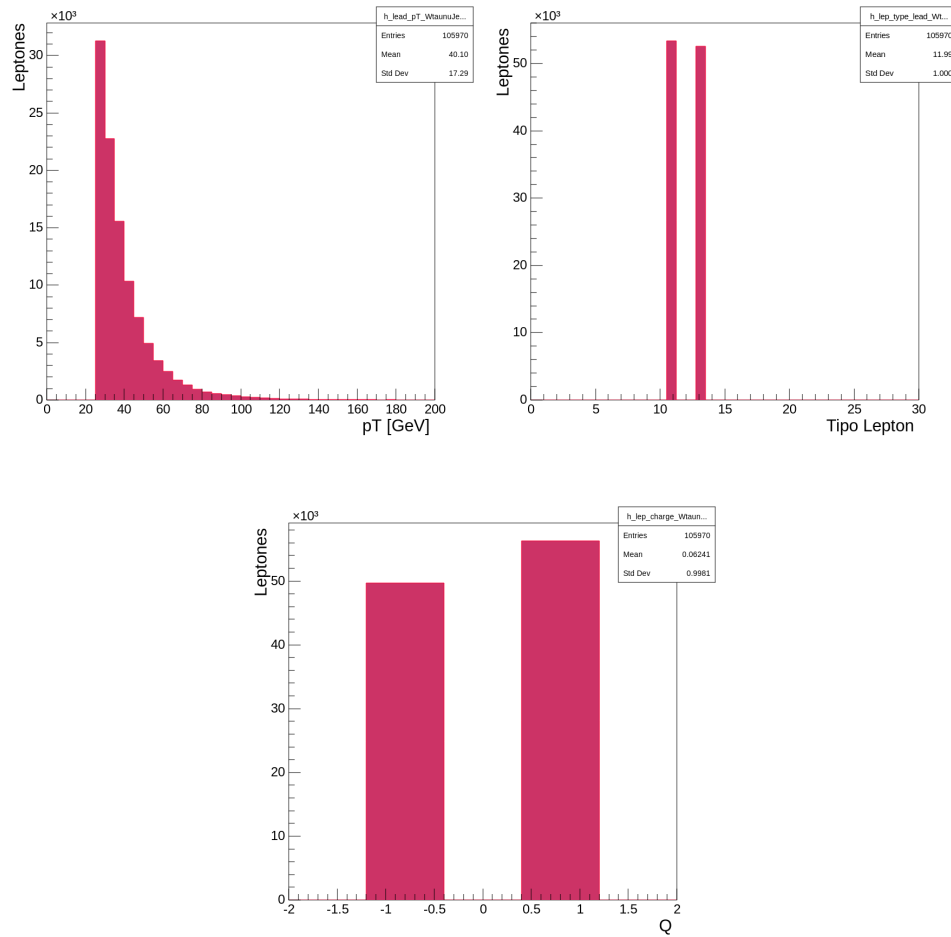


Figura 8.17: W Análisis: Muestra MC WτνJetsBVeto. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transversa p_T , el valor absoluto del PDG id $|\text{PDG id}|$ y la carga Q.

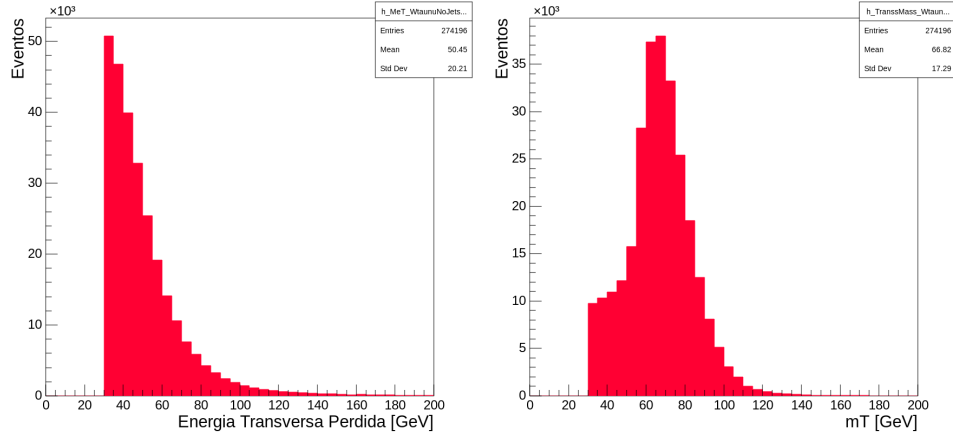


Figura 8.18: W Análisis: Muestra MC $W\tau\nu$ NoJetsBVeto. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón.

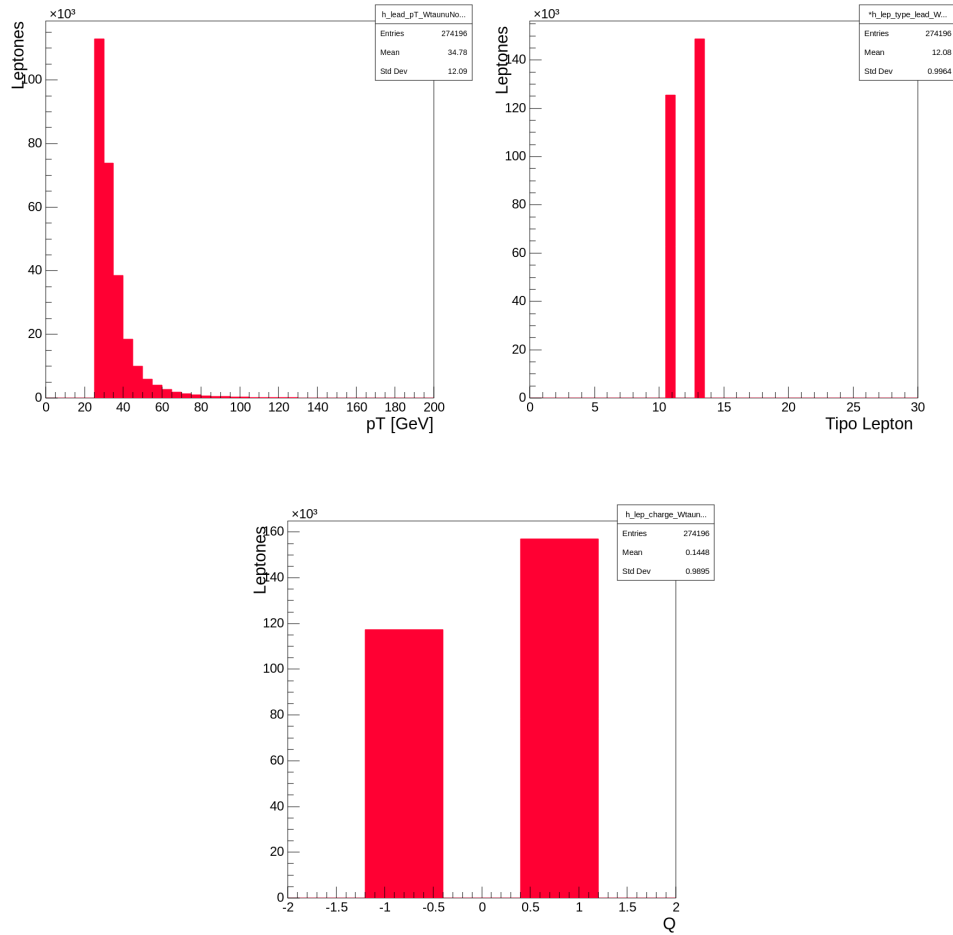


Figura 8.19: W Análisis: Muestra MC $W\tau\nu$ NoJetsBVeto. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transverso p_T , el valor absoluto del PDG id $|\text{PDG id}|$ y la carga Q.

La E_T^{miss} en general muestra un pico al rededor de los 40 GeV, lo cual coincide con las gráficas expuestas en la publicación de ATLAS [1]. Igualmente se observa que las gráficas de las masas transversas del candidato a bosón W m_T^W , tienen un corte a partir de 30 GeV, y muestran un pico al rededor de 80 GeV, lo cual coincide con los valores tabulados para la masa del bosón W [3].

La PDG id, muestra como es de esperar por las muestras de los MC utilizados de $W e \nu$ y $W \mu \nu$ que solamente se tengan estados finales con un leptón sea este electrón o muón. Para el caso de las gráficas en las cuales se utilizaron los datos simulados para los decaimientos en $W \tau \nu$, se puede observar que hay dos valores en las gráficas, 11 haciendo referencia a electrones/positrones y 13 identificando muones/antimuones, mas no aparecen taones. Esto es debido a que como se mencionó en el Capítulo 2, los taones son inestables, por lo tanto tienen un tiempo de vida muy corto, y decaen rápidamente en partículas más estables como lo son los electrones y muones, esto se puede observar en las gráficas anteriores para las muestras de MC de $W \rightarrow \tau \nu$.

8.1.2. Etapa II

En esta etapa, una vez verificados los cortes del análisis realizados sobre los MC, se procedió a “sumar” todas las muestras de los MC que contribuyen a este decaimiento en específico, los cuales fueron los mostrados en la Etapa I. Esto significa la adición de todas estas contribuciones tomando en cuenta la secciones eficaces y estadística. Además se incorporaron los datos reales en el mismo histograma, para poder comparar de forma directa como difieren o coinciden los datos experimentales con los predichos por el método de Monte Carlo, y poder estudiar las razones de estas posibles discrepancias.

A diferencia de la etapa anterior donde simplemente se mostraban las variables contenidas en los MC, ahora a cada una de las variables se les aplicó un peso, el cual depende de cada muestra de los MC y cuyas variables están contenidas en la n-tupla.

Hay eventos que ocurren muy pocas veces, es decir que tienen muy bajo BR, y se quiere aumentar el número de eventos para todos los MC, debido a que se desea poder obtener información relevante de ellos, y para eso se necesita un número de eventos grandes. Es aquí donde los pesos entran en juego, ajustando el número de eventos de cada MC para que se rescalen a la cantidad de datos reales, en este caso un 1 fb^{-1}

Posteriormente se realiza un proceso de normalización, en el cual se reescala lo obtenido después de aplicar el peso, en este paso se lleva todo a la realidad, ya sea para disminuir o aumentar, por medio de la multiplicación a cada histograma por un valor, aunque constante, diferente para cada MC, ya que depende de la sección eficaz, la luminosidad y de otros parámetros, los cuales son dependientes de cada uno de los procesos físicos simulados, que están en las muestras; tal que en el estado final mostrado, cada proceso tenga la contribución correcta.

El proceso de pesaje y normalización se diferencian principalmente porque, el peso se hace en la sección del *Loop*¹, porque son un conjunto de variables que van a depender de cada evento dentro del MC. El proceso de normalización aunque también toma diferentes valores para cada uno de los MC, es un valor constante dentro de la misma muestra y por ello se define después del *loop* antes de crear los gráficos.

Al igual que en la primera etapa, se muestran entonces: la energía transversa perdida (E_T^{miss}); para el decaimiento del bosón W de forma leptónica. Esta variable es de gran importancia debido a la presencia de un neutrino en el estado final, cuya energía se puede reconstruir usando las diferentes partes del detector ATLAS, como se describió en el Capítulo 5. Para algunos análisis, como en el caso del bosón Z decayendo en un par de leptones, se desea que no haya E_T^{miss} , o que ésta no tenga un valor muy elevado, ya que

¹El *Loop* son usados en la programación para repetir un específico bloque de código. En este contexto es la parte del Notebook en el cual se hacen los cortes y se llenan los histogramas.

no ayuda a la precisión de las medidas. Ya que por no haber neutrinos en el estado final, significaría un desbalance de energía no deseado. Para el análisis de partículas con estado final en neutrinos, como lo son en este caso los canales de decaimiento del bosón W y del Higgs, es de gran relevancia ya que provee información del otro objeto en el estado final.

Para este análisis se usa la distribución de la masa transversa m_T de los dileptones como discriminate porque los dos neutrinos en el estado final tienen muy poca información cinemática para reconstruir la masa invariante del sistema de WW. En cambio la masa transversa depende de la E_T^{miss} y del p_T del leptón en el estado final, lo cual se puede reconstruir correctamente.

Se seleccionó además otra de las variables importantes para estudiar este análisis, el momentum transverso perdido del leptón del estado final, la cual es una variable que se puede reconstruir de forma directa usando las diversas partes del detector, y permite estudiar el leptón en su estado final.

Para este análisis se usa la distribución de la masa transversa de los dileptones como discriminate porque los dos neutrinos en el estado final tienen muy poca información cinemática para reconstruir la masa invariante del sistema de WW.

Estas tres variables son de gran importancia además ya que son usadas en la selección de eventos, ya explicados en la etapa anterior, que permitieron poder filtrar los eventos que provinieran de los bosones W decayendo de forma leptónica, sobre todos los otros tipos de procesos que se generan al ocurrir la colisión.

Por último para seguir estudiando el leptón del estado final se escogieron las variables del tipo de leptón o el valor absoluto del PDG id y la carga de éste. Electrones/positrones tiene un PDG id de 11/-11 mientras que muones/antimuones tiene un valor de PDG id de 13/-13 [1]. La carga del leptón nos va a permitir saber si se obtuvo un bosón W^+ o W^- y esta información se puede usar para seguir haciendo análisis.

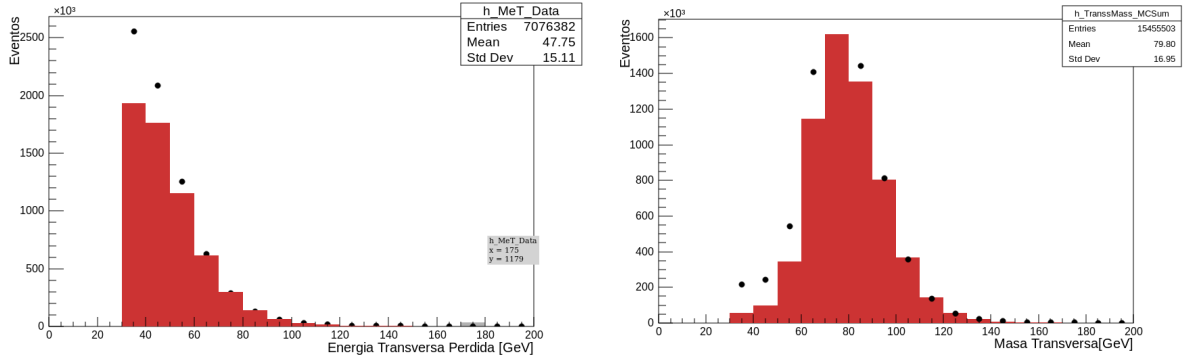


Figura 8.20: W Análisis. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón W.

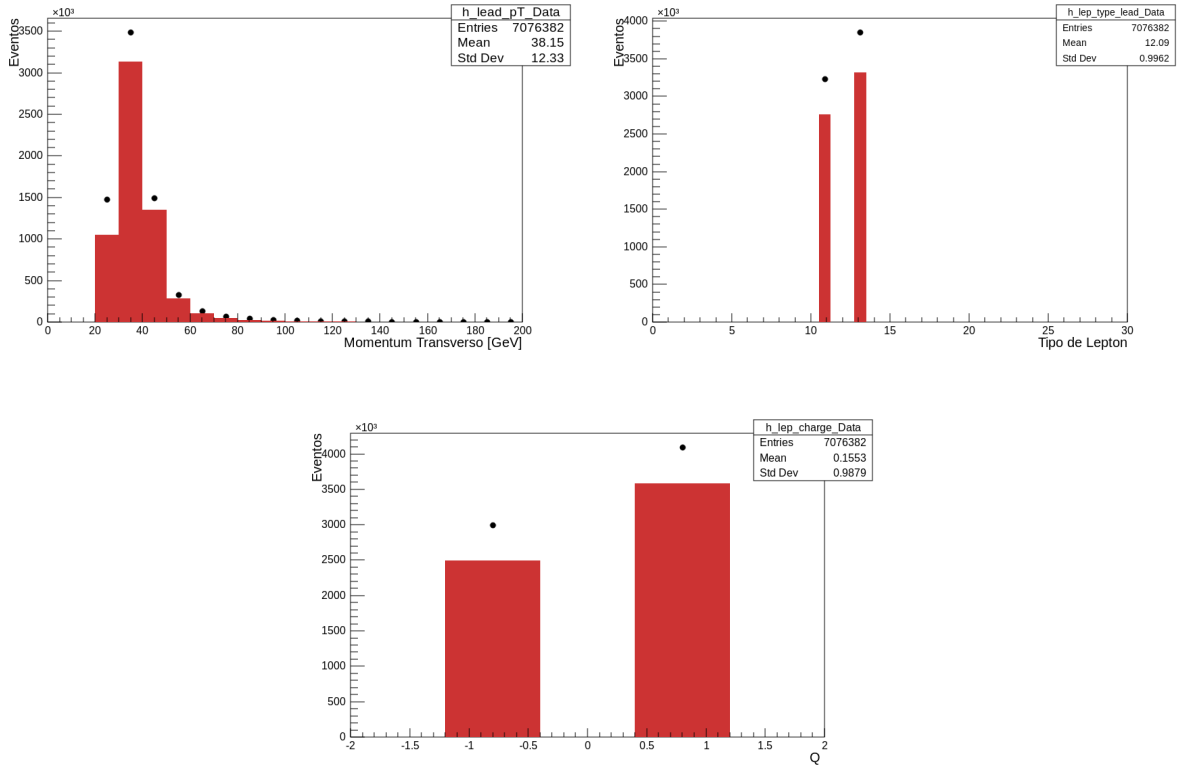


Figura 8.21: W Análisis. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transverso p_T , el valor absoluto del PDG id $|\text{PDG id}|$ y la carga Q .

Las distribuciones de la masa transversa, la E_T^{miss} , y el p_T como se muestran en la figura anterior, comparándolas con los datos, se observan discrepancias sobre todo en las regiones de baja energía y masa, esto es debido como se mencionó anteriormente por las

omisiones de las contribuciones de QCD. Sin embargo, se puede observar que coincide para los valores esperados de la masa transversa. Por ejemplo, donde alcanza un pico para $m_T^W \sim 80 \text{ GeV}$ lo cual es muy cercano al valor de la masa tabulada del bosón W [3].

El histograma para el tipo de leptón nos dice que solamente se producen decaimientos para los datos y simulaciones que tenemos, en electrones (PDG id = 13/-13), y muones (PDG id = 11/-11). También se observa que hay mayor cantidad de estados finales con un electrón, siendo éste un 22.5 % más probable que un estado final con un muón.

Sin embargo como lo que se gráfica es $|\text{PDG id}|$, la única forma de saber la carga de los leptones del estado final, y por tanto saber si se produce un W^- o su antipartícula W^+ , es por medio de la carga eléctrica, en ese histograma se observa que se produce una mayor cantidad de W^+ que W^- , produciéndose aproximadamente un 26 % más.

8.1.3. Etapa III

En esta última etapa se utilizaron todas muestras de MC, que contribuyeran con este decaimiento, como fue en las etapas anteriores, y que contribuyeran de forma de fondo. Se utilizaron los siguientes Monte Carlo, los cuales su ubicación está mencionada en el capítulo 6:

- Diboson
 - WW
 - ZZ
 - WZ
- Stop
 - Single top t-channel top (tchan_top)
 - Single top t-channel antitop (tchan_antitop)
 - Single top s-channel (schan)
 - Single top Wt-channel (wtchan)
- ttbar
 - $t\bar{t} \rightarrow \text{Jets}$ (ttbar_had)
 - $t\bar{t} \rightarrow \ell + X$ (ttbar_lep)
- Z

- Zee + jets
- $Z\mu\mu$ + jets
- $Z\tau\tau$ + jets

■ W

1. WenuWithB
2. WenuJetsBVeto
3. WenuNoJetsBVeto
4. WmunuWithB
5. WmunuJetsBVeto
6. WmununoJetsBVeto
7. WtaunuWithB
8. WmunuJetsBVeto
9. WtaunuNoJetsBVeto

■ Drell Yan

- Drell Yan ee con $M_{ee}[08-15]$ GeV (DYeeM08to15)
- Drell Yan ee con $M_{ee}[15-40]$ GeV (DYmumuM15to40)
- Drell Yan $\mu\mu$ con $M_{\mu\mu}[08-15]$ GeV (DYmumuM08to15)
- Drell Yan $\mu\mu$ con $M_{\mu\mu}[15-40]$ GeV (DYmumuM15to40)
- Drell Yan $\tau\tau$ con $M_{\tau\tau}[08-15]$ GeV (DYtautauM08to15)
- Drell Yan $\tau\tau$ con $M_{\tau\tau}[15-40]$ GeV (DYtautauM15to40)

En este análisis y en el del bosón Z no se utilizaron los MC correspondientes al Higgs, debido a que estos no forman parte del fondo de los decaimientos de los bosones, por ser procesos todavía de muy baja estadística, pero son 4 MC que se describen en la sección del análisis Higgs al final de este capítulo.

Cada uno de estos procesos se sumaron, creando un solo histograma por cada grupo: diboson, stop, ttbar, Z, W y Drell Yan. Estos histogramas una vez pesados y reescalados con el mismo procedimiento de la etapa II, se unieron todos en un solo histograma, con los datos. El resultado es el presentado a continuación:

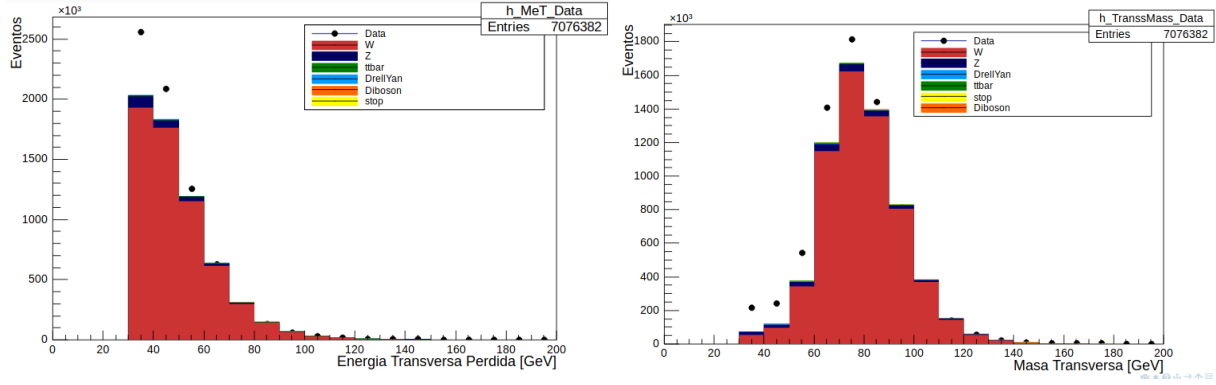


Figura 8.22: W Análisis. De izquierda a derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa transversa m_T^W del candidato a bosón W.

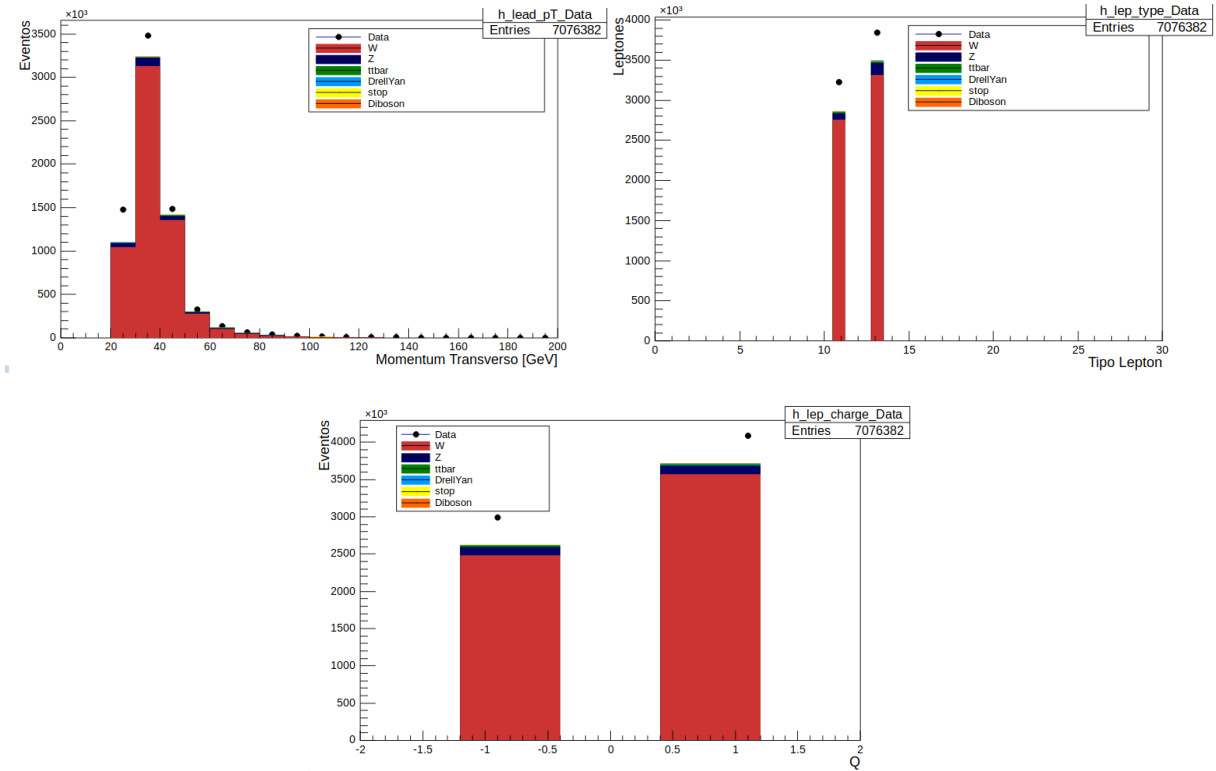


Figura 8.23: W Análisis. Se muestran propiedades del leptón más energético, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transverso p_T , el valor absoluto del PDG id $|\text{PDG id}|$ y la carga Q .

En esta etapa se observa en la parte superior las diferentes contribuciones de los demás procesos, sin embargo el único visible a esta escala por ser el que mayor cantidad de eventos tiene es el bosón Z, por tanto es el mayor fondo que se presenta para este análisis del bosón W. Se puede observar en la leyenda de mayor a menor cuales son los procesos con mayores

contribuciones.

Se observa un desacuerdo con los MC y los datos, sobre todo para la E_T^{miss} , m_T^W , y p_T , siendo éste último el que menor desacuerdo presenta. Se nota una mejora en la concordancia de los datos y los MC ahora que se tienen todas las posibles contribuciones de fondo por medio de los MC.

Este análisis requiere exactamente un leptón con $p_T > 25 \text{ GeV}$, la distribución del momentum transversal del leptón primario demuestra que éste es el caso.

La masa transversa del candidato muestra un pico en la distribución en el bin 80 GeV . La masa promedio basada en las mediciones ya conocidas es de $80.385 \pm 0.015 \text{ GeV}$ [73]. Las distribuciones de los datos reales y simulados están en un acuerdo razonable.

8.2. Bosón Z

Para el decaimiento del bosón Z se estudió el canal en el cual éste decae en un par leptón/antileptón.

$$Z \rightarrow \ell^- \ell^+ \quad (\ell = e, \mu) \quad (8.2)$$

Los criterios para la selección de eventos para llevar a cabo este análisis son los siguientes [1]:

1. Los electrones y muones deben satisfacer los *single electron* o *muon trigger*, es decir que al menos un buen leptón pasa la selección inicial.
2. Los eventos deben satisfacer la GRL. Como se mencionó en el Capítulo 3, es una lista que confirma que el evento posee buenas condiciones de datos de ATLAS.
3. Se requiere que el evento tenga un buen vértice ($N_{tracks} > 4$).
4. Se requiere exactamente dos buenos leptones tal que estos tengan un $p_T > 25 \text{ GeV}$.
5. Los leptones deben tener carga opuesta, debido a que el bosón Z es neutro.
6. Los leptones deben tener el mismo sabor.
7. $|m_{\ell\ell} - m_Z| < 20 \text{ GeV}$ con $m_Z = 91.18 \text{ GeV}$. Donde $m_{\ell\ell}$ es la masa invariante de los dos leptones y m_Z la masa del bosón Z respectivamente.

```

//First cut: Exactly two good lepton with pT>25GeV
if(MonteCarlo_lep_n ==2 || MonteCarlo_lep_pt[2] <25000.)
{

    //Second cut: Leptons have opposite charge
    int OS = MonteCarlo_lep_charge[0]*MonteCarlo_lep_charge[1];
    if(OS == -1){

        //Third cut: Leptons have the same flavour
        if(MonteCarlo_lep_type[0] == MonteCarlo_lep_type[1])
        {
            /*Fourth cut: The absolute value of the difference between the two leptons and the Z boson mass
            must be less than 20 GeV (|mll - mz| < 20 GeV) with mz= 91.18GeV */
            if(TMath::Abs(mass_inv_GeV - 90.18) < 20)
            {
                ...
            }
        }
    }
}

```

Figura 8.24: Cortes realizados a los datos con la finalidad de filtrar eventos que provengan de un bosón Z

El punto 7 tiene como finalidad poner una condición tal que la masa de los dileptones provenga de un bosón Z, y no de otro proceso con un estado final igual pero con distinta energía.

Muchos análisis, como lo fue el caso del bosón W, sufren de contribuciones de fondo de Z+jets debido a su gran producción. Por tanto es vital estudiar este proceso por medio de los datos simulados.

Se presenta en la figura 8.24 como están escrito los diferentes cortes realizados, explicados ya en la selección de eventos para este análisis.

8.2.1. Etapa I

En esta primera etapa se aplicaron los cortes mostrados anteriormente, y se hicieron los siguientes histogramas para las muestras de los MC correspondientes a los canales de decaimiento estudiados para el bosón Z en un par electrón-positrón, muón-antimuón y taón-antitaón. Los MC utilizados fueron:

1. $Zee + \text{jets}$
2. $Z\mu\mu + \text{jets}$
3. $Z\tau\tau + \text{jets}$

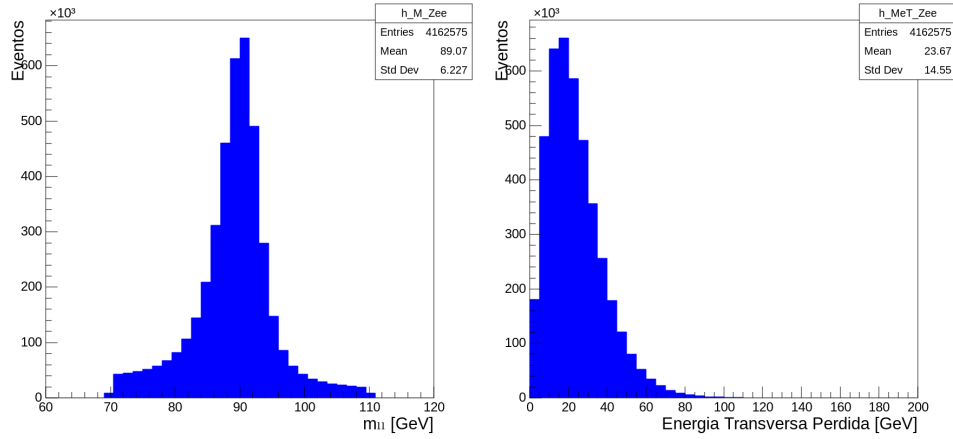


Figura 8.25: Z Análisis: Muestra MC Zee. De izquierda a derecha se muestran: la masa invariante $m_{\ell\ell}$ del candidato a bosón Z y la energía transversa perdida E_T^{miss} .

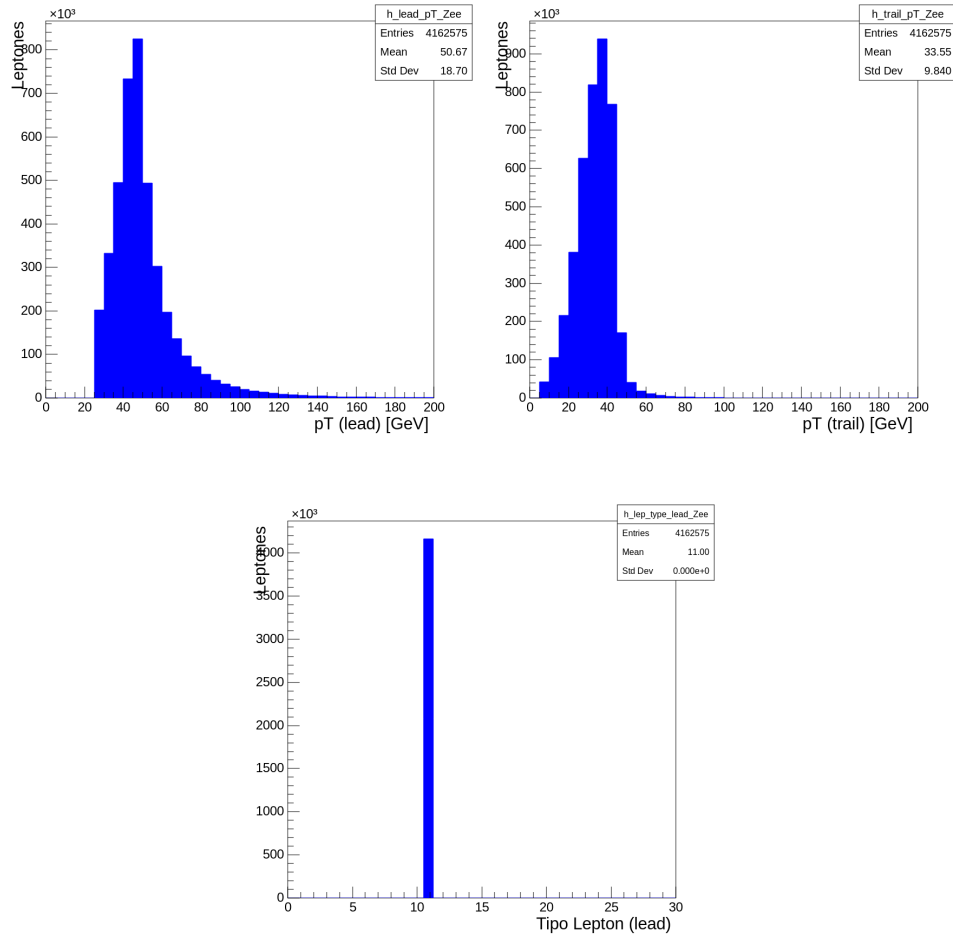


Figura 8.26: Z Análisis: Muestra MC Zee. Se muestran propiedades de los leptones, de la parte superior izquierda a inferior derecha: el momentum transverso p_T del leptón primario (lead), seguido por el secundario (trail) y el valor absoluto del PDG id $|PDG id|$.

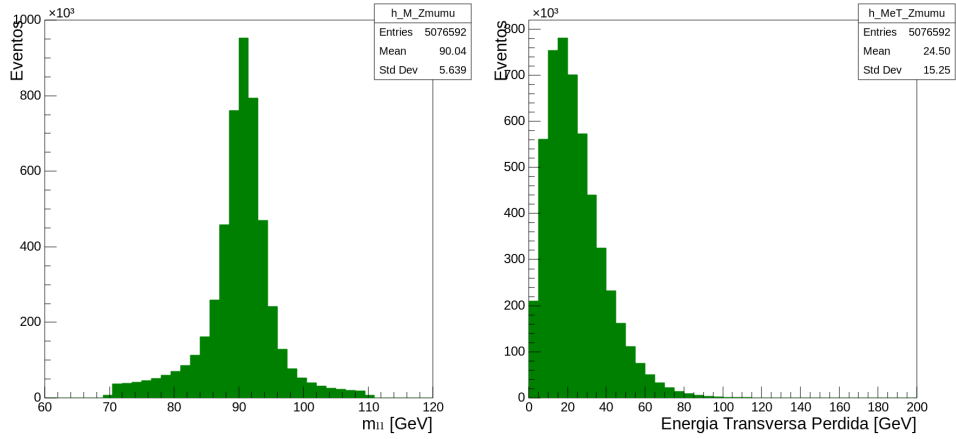


Figura 8.27: Z Análisis: Muestra MC $Z\mu\mu$. De izquierda a derecha se muestran: la masa invariante $m_{\ell\ell}$ del candidato a bosón Z y la energía transversa perdida E_T^{miss} .

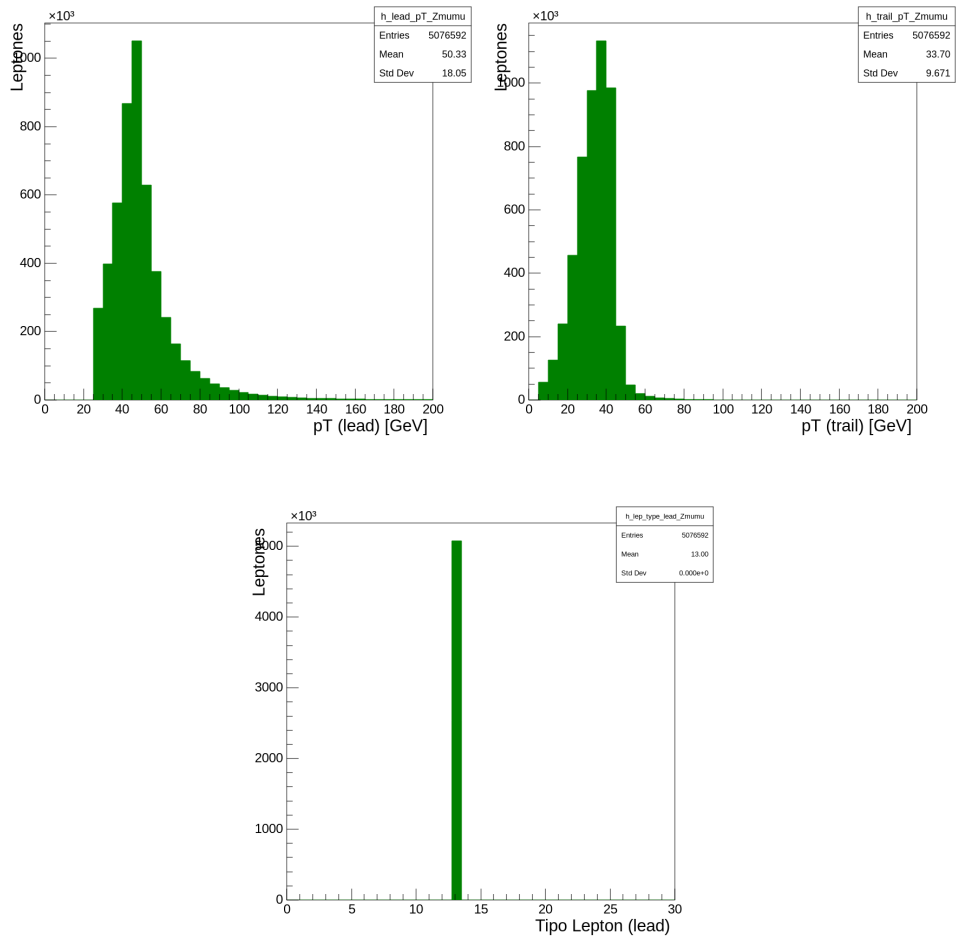


Figura 8.28: Z Análisis: Muestra MC $Z\mu\mu$. Se muestran propiedades de los leptones, de la parte superior izquierda a inferior derecha: el momentum transversa p_T del leptón primario (lead), seguido por el secundario (trail) y el valor absoluto del PDG id [PDG id].

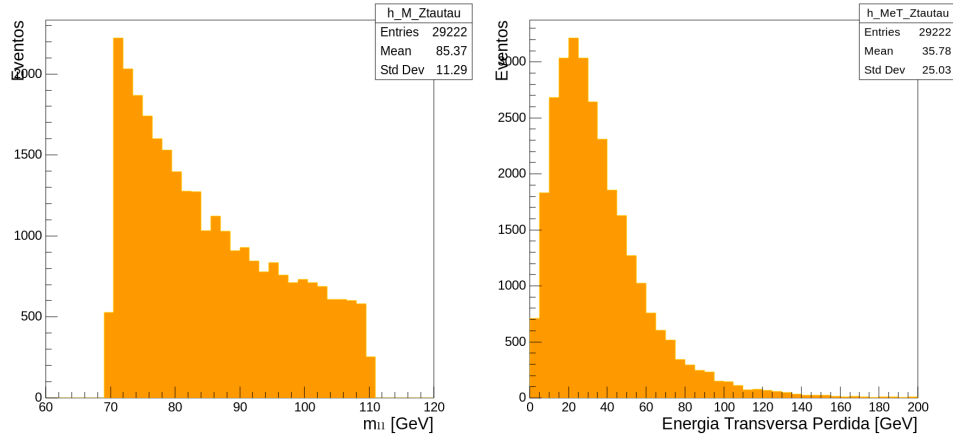


Figura 8.29: Z Análisis: Muestra MC $Z\tau\tau$. De izquierda a derecha se muestran: la masa invariante $m_{\ell\ell}$ del candidato a bosón Z y la energía transversa perdida E_T^{miss} .

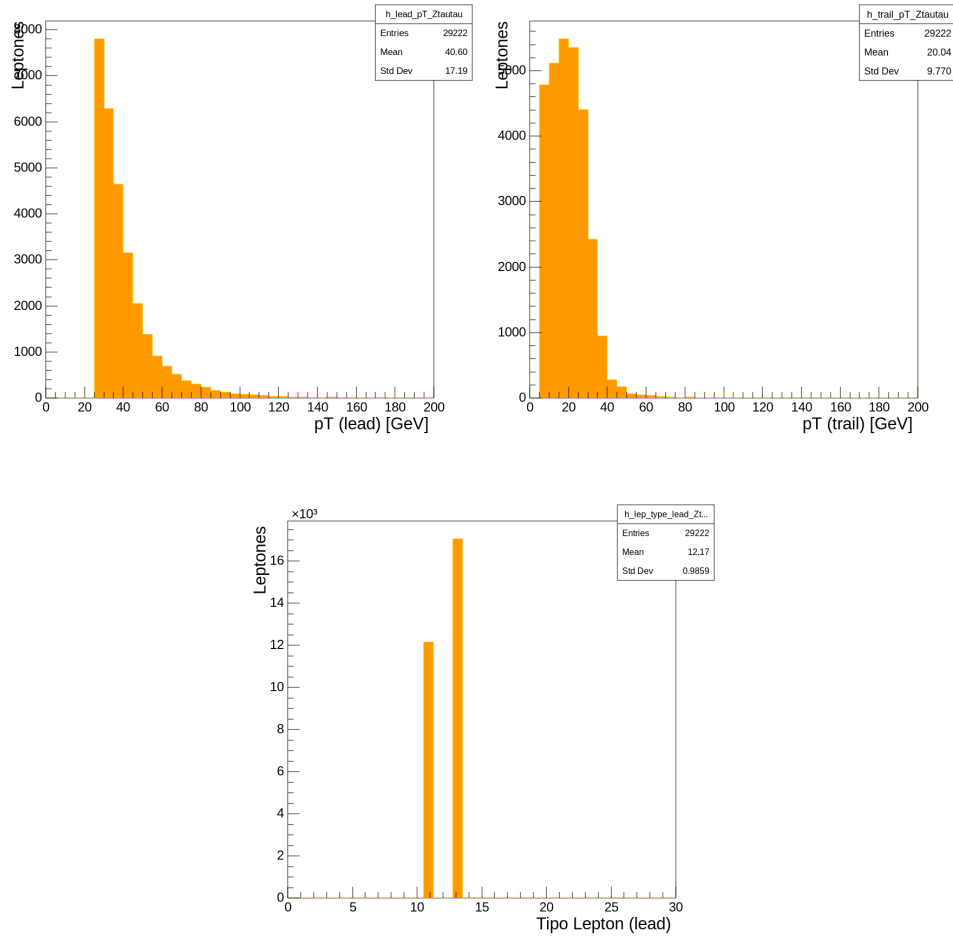


Figura 8.30: Z Análisis: Muestra MC $Z\tau\tau$. Se muestran propiedades de los leptones, de la parte superior izquierda a inferior derecha: el momentum transverso p_T del leptón primario (lead), seguido por el secundario (trail) y el valor absoluto del PDG id $|\text{PDG id}|$.

Se puede observar en las figuras anteriores que hay un corte para la masa invariante del candidato a bosón Z , tal que $|m_{\ell\ell} - m_Z| < 20 \text{ GeV}$. Se puede ver igualmente que hay valores de energía transversa perdida muy bajos, menores que para el análisis anterior, debido a que no se aplicó ningún tipo de corte, porque para este análisis no se tiene interés de poner una cota inferior a esta variable ya que se esperan obtener valores bajos.

Las distribuciones de los leptones para el PDG id muestran que se están simulando en este caso electrones y muones. De la misma forma para la simulación de $Z \rightarrow \tau\tau$ se muestra en el estado final que no hay taones, sino una combinación de electrones y muones, debido a que decaen rápidamente en estos estados.

8.2.2. Etapa II

En esta etapa, una vez verificados los cortes del análisis realizados sobre los MC, se procedió a “sumar” todas las muestras de los MC que contribuyen a este decaimiento en específico, los cuales fueron los mostrados en la Etapa I. Esto significa la adición de todas estas contribuciones tomando en cuenta las secciones eficaces y estadística. Además se incorporaron los datos reales en el mismo histograma, para poder comparar de forma directa como difieren o coinciden los datos experimentales con los predichos por el método de Monte Carlo, y poder estudiar las razones de estas posibles discrepancias.

Se aplicó un proceso de pesaje y de normalización igual al explicado en la Etapa II del análisis del bosón W .

Se seleccionaron cinco de las variables más representativas: la masa invariante $m_{\ell\ell}$, debido a que en este canal de decaimiento, con un par leptón/antileptón en el estado final, se puede reconstruir sus masas invariantes, por medio del uso de `TLorentzVector` (Ver Apéndice C).

Aparte se muestran los momentum transversos de los leptones primarios (lead) y secundarios (trail), donde el primario se escoge como el leptón (o antileptón) con mayor momentum transverso.

Se grafica además la energía transversa perdida E_T^{miss} , para poder comparar cómo es ésta cuando en el estado final del decaimiento no se encuentran neutrinos.

Solamente se graficó el PDG id para el leptón primario, ya que debido a uno de los cortes realizados, los dos leptones del estado final deben tener el mismo sabor, así que la gráfica para el PDG id para el leptón secundario es exactamente igual que para el primario.

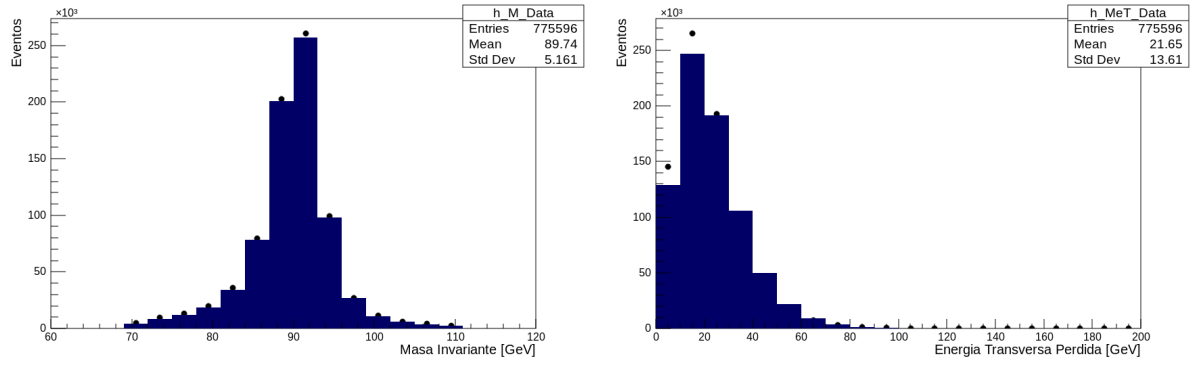


Figura 8.31: Z Análisis. De izquierda a derecha se muestran: la masa invariante $m_{\ell\ell}$ del candidato a bosón Z y la energía transversa perdida E_T^{miss} .

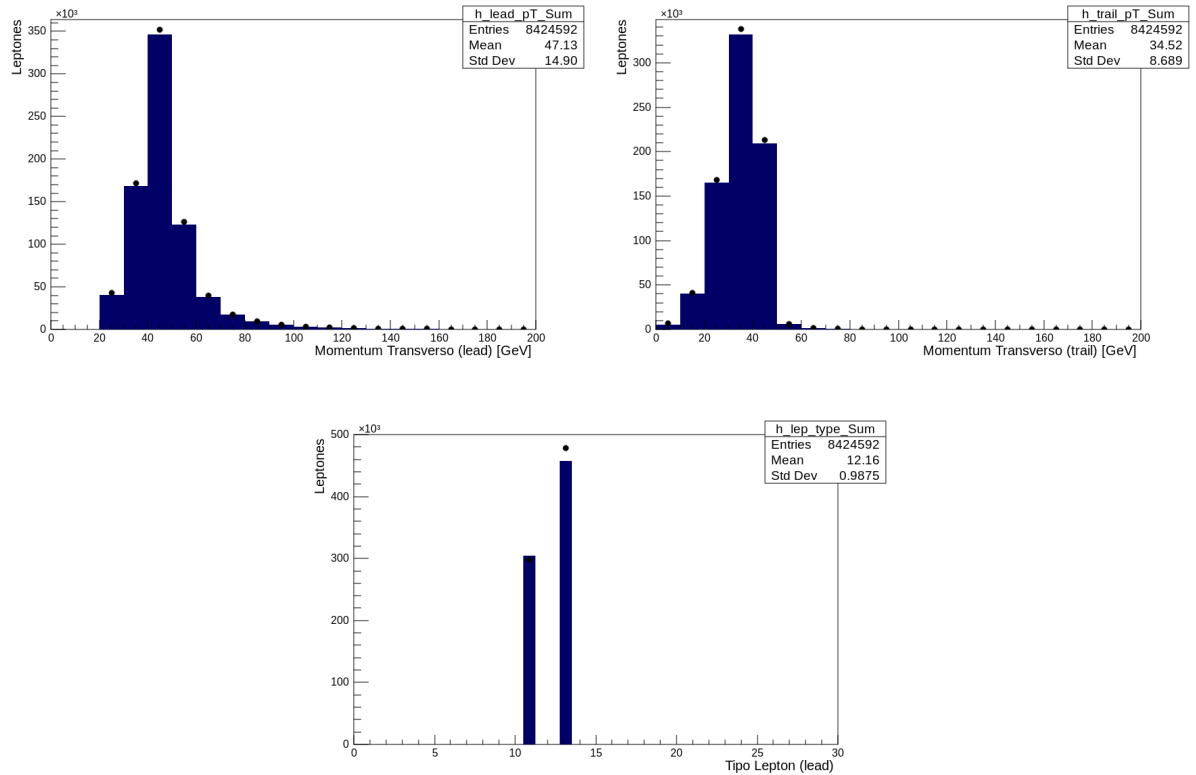


Figura 8.32: Z Análisis. Se muestran propiedades de los leptones, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transverso p_T del leptón primario (lead), seguido por el secundario (trail) y el valor absoluto del PDG id [PDG id].

En general, para este análisis hay una mejor concordancia entre los datos reales y simulados, y desde esta etapa se puede esperar que no estén involucrados, en gran escala, procesos de fondo.

La masa invariante del bosón Z coincide con el valor tabulado, inclusive en esta etapa en la que no se consideran las contribuciones de fondo da una excelente precisión.

La cinemática de los leptones, muestra que los datos simulados están modelados correctamente y coincide además con que provengan de una partícula de $m \sim m_Z$.

Para el histograma de la energía transversa perdida se ve tiene un pobre modelado, y esto es debido a las complejidades de simular la por la ausencia de un neutrino en el estado final, proveniente de una interacción *hard-scatter*.

Para la gráfica del tipo de leptón se tiene que hay una mayor cantidad de estados finales de muón/antimuón, siendo este estado aproximadamente un 40 % más frecuente.

8.2.3. Etapa III

Para esta etapa se utilizaron todas muestras de MC, que contribuyeran con este decaimiento, como fue en las etapas anteriores, y además que contribuyeran de forma de fondo, las cuales se enumeraron para el análisis del bosón W. El resultado es el mostrado a continuación:

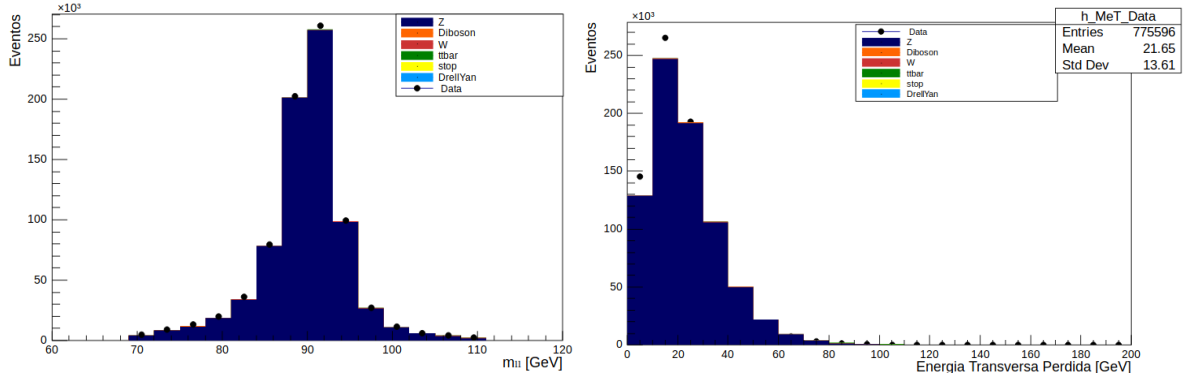


Figura 8.33: Z Análisis. De izquierda a derecha se muestran: la masa invariante $m_{\ell\ell}$ del candidato a bosón Z y la energía transversa perdida E_T^{miss} .

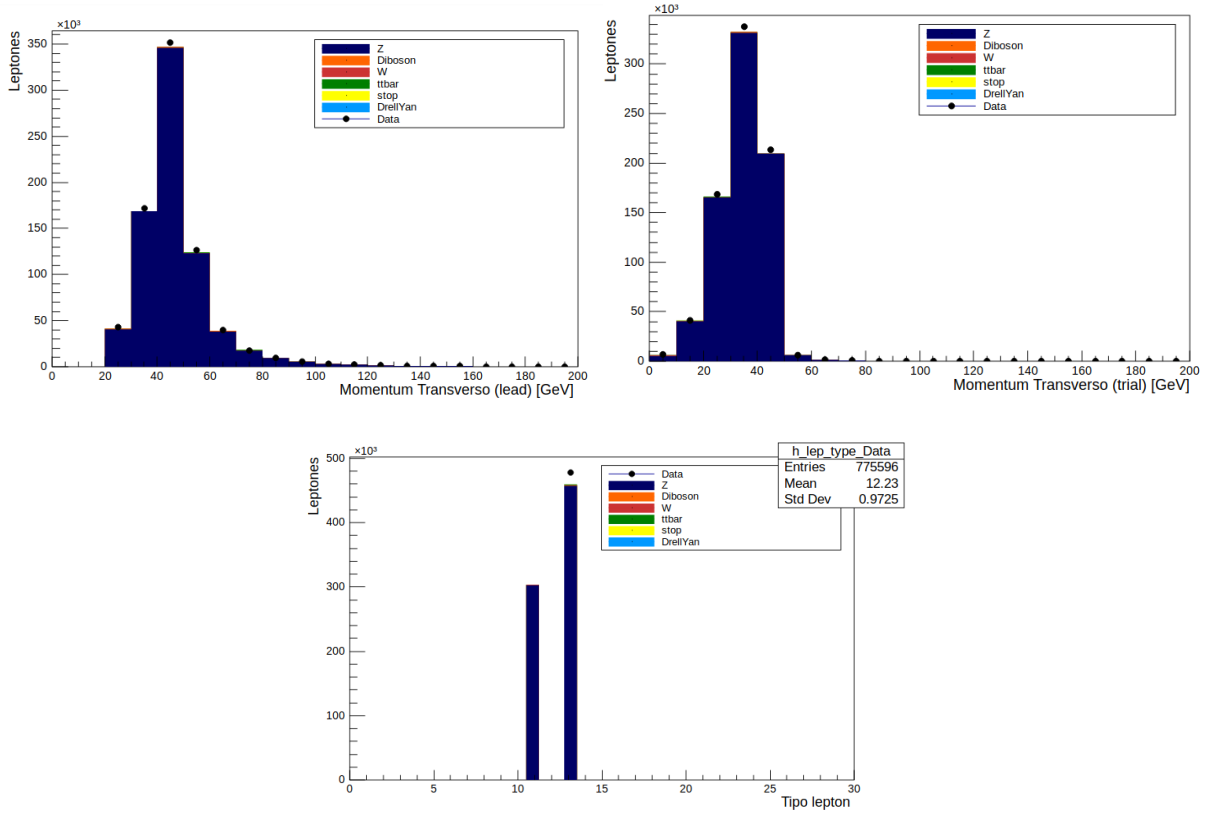


Figura 8.34: Z Análisis. Se muestran propiedades de los leptones, de la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: el momentum transverso p_T del leptón primario (lead), seguido por el secundario (trail) y el valor absoluto del PDG id |PDG id|.

Como se predijo en la etapa anterior, para este proceso se tienen muy pocos procesos de fondo. Por tanto a esta escala no parece haber ninguno. Sin embargo, el proceso que más contribuye es el diboson.

Al igual que en la etapa anterior hay una excelente concordancia entre los datos reales y los simulados, exceptuando la gráfica de la energía transversa perdida, debido a que no hay presencia de neutrinos de interés en este proceso, por tanto casi toda la energía la llevan los leptones, tal como se puede ver en las gráficas de la cinemática de los leptones y comparándola con la masa invariante.

8.3. Bosón de Higgs

Para la búsqueda del bosón de Higgs se estudió el canal de decaimiento en dos bosones W, y estos decayendo de forma semi-leptónica, para obtener en un estado final un par de leptones y neutrinos

$$H \rightarrow W W \rightarrow \ell^\pm \nu \ell^\pm \nu \quad (8.3)$$

Los criterios para la selección de eventos para llevar a cabo este análisis son los presentados a continuación [1]:

1. Los electrones y muones deben satisfacer los *single electron* o *muon trigger*, es decir que al menos un buen leptón pasa la selección inicial.
2. Los eventos deben satisfacer la GRL. Como se mencionó en el Capítulo 3, es una lista que confirma que el evento posee buenas condiciones de datos de ATLAS.
3. Se requiere que el evento tenga un buen vértice ($N_{tracks} > 4$).
4. Se requiere exactamente dos buenos leptones tal que estos tengan un $p_T > 25 \text{ GeV}$.
5. Los leptones deben tener cargas opuestas, ya que el Higgs es neutro.
6. No deben haber jets con un $p_T > 25 \text{ GeV}$.
7. Si los leptones tienen el mismo sabor:
 - a) $m_{\ell\ell} > 12 \text{ GeV}$.
 - b) $|m_{\ell\ell} - m_Z| > 15 \text{ GeV}$.
 - c) La energía transversa perdida del evento debe ser, $E_T^{miss} > 40 \text{ GeV}$.
8. Si ocurre lo contrario, y los leptones no tienen el mismo sabor se aplicaron los siguientes cortes:
 - a) $m_{\ell\ell} > 10 \text{ GeV}$.

- b) La energía transversa perdida debe ser, $E_T^{miss} > 20 \text{ GeV}$.
9. El momentum transverso de los dos leptones debe ser, $p_{T,\ell\ell} > 30 \text{ GeV}$.
10. El ángulo entre los dos leptones y la energía transversa perdida del evento debe cumplir, $\Delta\phi(\ell\ell, E_T^{miss}) > \pi/2$.
11. La masa invariante de ambos leptones debe ser, $m_{\ell\ell} < 55 \text{ GeV}$.
12. El ángulo azimutal entre ambos leptones debe cumplir, $\Delta\phi(\text{primario}, \text{secundario}) < 1.8 \text{ rad}$

Para este análisis, a partir del punto 7 los cortes aplicados se dividen entre: estados finales con leptones del mismo y diferente sabor.

Para los cortes del punto 7.b se toma que la diferencia entre la masa de los dos leptones y la del bosón Z tabulada sea mayor que 15 GeV, esto se hace en esta parte ya que se estan considerando estados finales con leptones del mismo sabor y no se quiere añadir eventos en donde sean realmente pares de leptones-antileptones provenientes de decaimientos leptónicos del bosón Z.

Respecto al punto 6, se realiza este corte para estar en el canal 0-jet, tal que el momentum transverso del sistema de dileptones pueda ser calculado como $p_T^{\ell\ell} = p_T^{\ell 1} + p_T^{\ell 2}$, y por éste se requiere mayor a 30 GeV, lo cual ayuda al rechazo a la contribución de fondo del Drell-Yan.

Como se mencionó anteriormente, este análisis permite mejorar la comprensión del bosón de Higgs, sin embargo debido a ser uno de los análisis de baja estadística del SM de los datos liberados por ATLAS Open Data, como se habló en el Capítulo 6, no se va a obtener información definitiva acerca de su existencia o sus propiedades.

Se presenta en las figuras 8.35 y 8.36 como se escriben los diferentes cortes realizados, explicados ya en la selección de eventos para este análisis.

```

//First cut : Exactly two good leptons with pT>25GeV
if(MonteCarlo_lep_n ==2 || MonteCarlo_lep_pt[2] <25000.)
{
    //second cut : Leptons have opposite charge
    int 05 = MonteCarlo_lep_charge[0]*MonteCarlo_lep_charge[1];
    if(05 == -1)
    {
        //third cut : No jets with pT> 25GeV
        if (MonteCarlo_jet_n < 1 || MonteCarlo_jet_pt[0] <25000.)
        {
            //Cuts for the leading and trailing leptons
            if (MonteCarlo_lep_pt[0]>25000)
            {
                if (MonteCarlo_lep_pt[1]>15000)
                {
                    // fourth cut : if Leptons have the same flavour
                    if(TMATH::Abs(MonteCarlo_lep_type[0]) == TMATH::Abs(MonteCarlo_lep_type[1]))
                    {
                        if(InvMass_Leptons_inGeV > 12.)
                        {
                            if(TMATH::Abs(InvMass_Leptons_inGeV - 90.12) > 30.)
                            {
                                if(MonteCarlo_met_et > 40000.)
                                {
                                    //Sixth cut Transverse momentum of the two leptons
                                    if(Lepton_12.Pt() > 30000.)
                                    {
                                        //Seventh cut : Azimutal angle between the two leptons
                                        //and the missing energy transverse
                                        Double_t Phi_ll_met = Lepton_12.DeltaPhi(MeT);
                                        if (Phi_ll_met > TMATH::Pi()/2)
                                        {
                                            //eighth cut: Invariant mass less than 55 GeV
                                            if(InvMass_Leptons_inGeV < 55.)
                                            {
                                                //nineth cut : Azimutal angle between the two leptons
                                                Double_t Phi_12 = Lepton_1.DeltaPhi(Lepton_2);
                                                if (Phi_12 < 1.8)
                                                {

```

Figura 8.35: Cortes realizados a los datos con la finalidad de filtrar eventos que provengan de un bosón de Higgs, con leptones del mismo sabor en el estado final.

```

else
{
    if(InvMass_Leptons_inGeV > 10.)
    {
        if(MonteCarlo_met_et > 20000.)
        {
            //Sixth cut Transverse momentum of the two leptons
            if(Lepton_12.Pt() > 30000.)
            {
                //Seventh cut : Azimutal angle between the two leptons
                //and the missing energy transverse
                Double_t Phi_ll_met = Lepton_12.DeltaPhi(MeT);
                if (Phi_ll_met > TMATH::Pi()/2)
                {
                    //eighth cut: Invariant mass less than 55 GeV
                    if(InvMass_Leptons_inGeV < 55.)
                    {
                        //nineth cut : Azimutal angle between the two leptons
                        Double_t Phi_12 = Lepton_1.DeltaPhi(Lepton_2);
                        if (Phi_12 < 1.8)
                        {

```

Figura 8.36: Cortes realizados a los datos con la finalidad de filtrar eventos que provengan de un bosón de Higgs, con leptones del distinto sabor en el estado final.

8.3.1. Etapa I

En esta primera etapa se aplicaron los cortes mostrados anteriormente, y se hicieron los siguientes histogramas para las muestras de los MC correspondientes a los canales de decaimiento estudiados para el bosón de Higgs en un estado final de un par de leptón antileptón con igual y diferente sabor.

Se utilizaron los siguientes MC, que difieren en el mecanismo de producción del Higgs en cuestión, ya sea por el proceso de Fusión de Gluones o por el proceso de Fusión de Bosones Vectoriales (Ver Apéndice C); para un bosón de Higgs de 125 GeV:

1. $gg \rightarrow WW \rightarrow \ell\ell\nu\nu$
 - a) Igual Sabor (SF)
 - b) Diferente Sabor (DF)
2. $VBF \rightarrow WW \rightarrow \ell\ell\nu\nu$
 - a) Igual Sabor (SF)
 - b) Diferente Sabor (DF)
3. $gg \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$
 - a) Igual Sabor (SF)
 - b) Diferente Sabor (DF)
4. $VBF \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$
 - a) Igual Sabor (SF)
 - b) Diferente Sabor (DF)

Donde 1 y 2 se refieren al decaimiento del Higgs en dos bosones W. Mientras que 3 y 4 corresponden al decaimiento del Higgs en dos bosones Z.

Se presentan a continuación las distribuciones de diversas variables físicas, para los MC que simulan la señal del decaimiento que se está estudiando, es decir los procesos de $H \rightarrow WW$, de 1 y 2. Entre estas variables se encuentra la masa visible $m_{\ell\ell}^{vis}$, la cual es la masa invariante del par de leptones del estado final. Cada una de las variables están descritas en la leyenda:

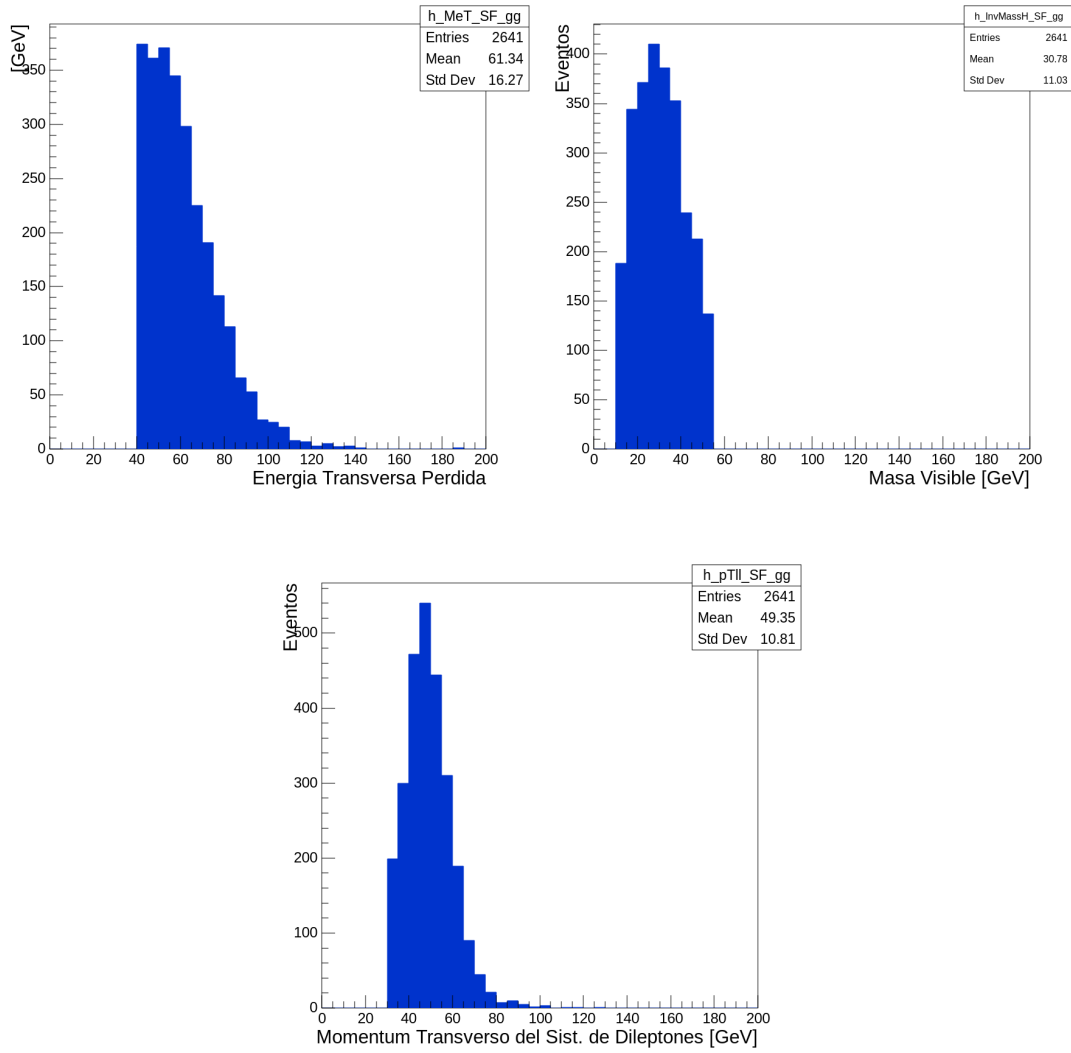


Figura 8.37: Higgs Análisis: Muestra MC $gg \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow \ell_1 \ell_2 \nu \nu$ ($\ell_1 = \ell_2$). De la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} , la masa visible del candidato a bosón $H \rightarrow WW$, $m_{\ell\ell}^{vis}$ y el momentum transverso del sistema de dileptones $p_{T,\ell\ell}$.

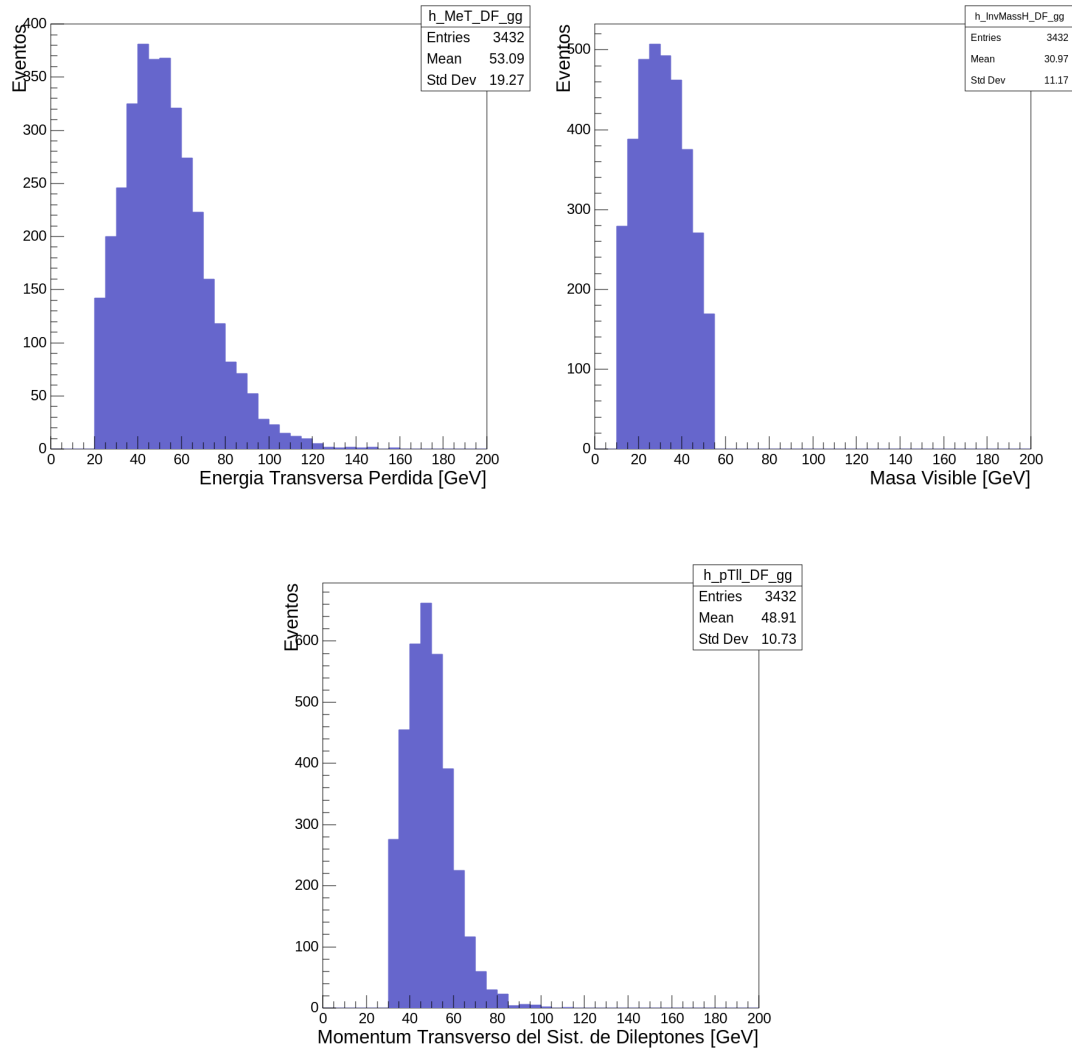


Figura 8.38: Higgs Análisis: Muestra MC $gg \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow \ell_1 \ell_2 \nu \nu$ ($\ell_1 \neq \ell_2$). De la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} , la masa visible del candidato a bosón $H \rightarrow WW$, $m_{\ell\ell}^{vis}$ y el momentum transverso del sistema de dileptones $p_{T,\ell\ell}$.

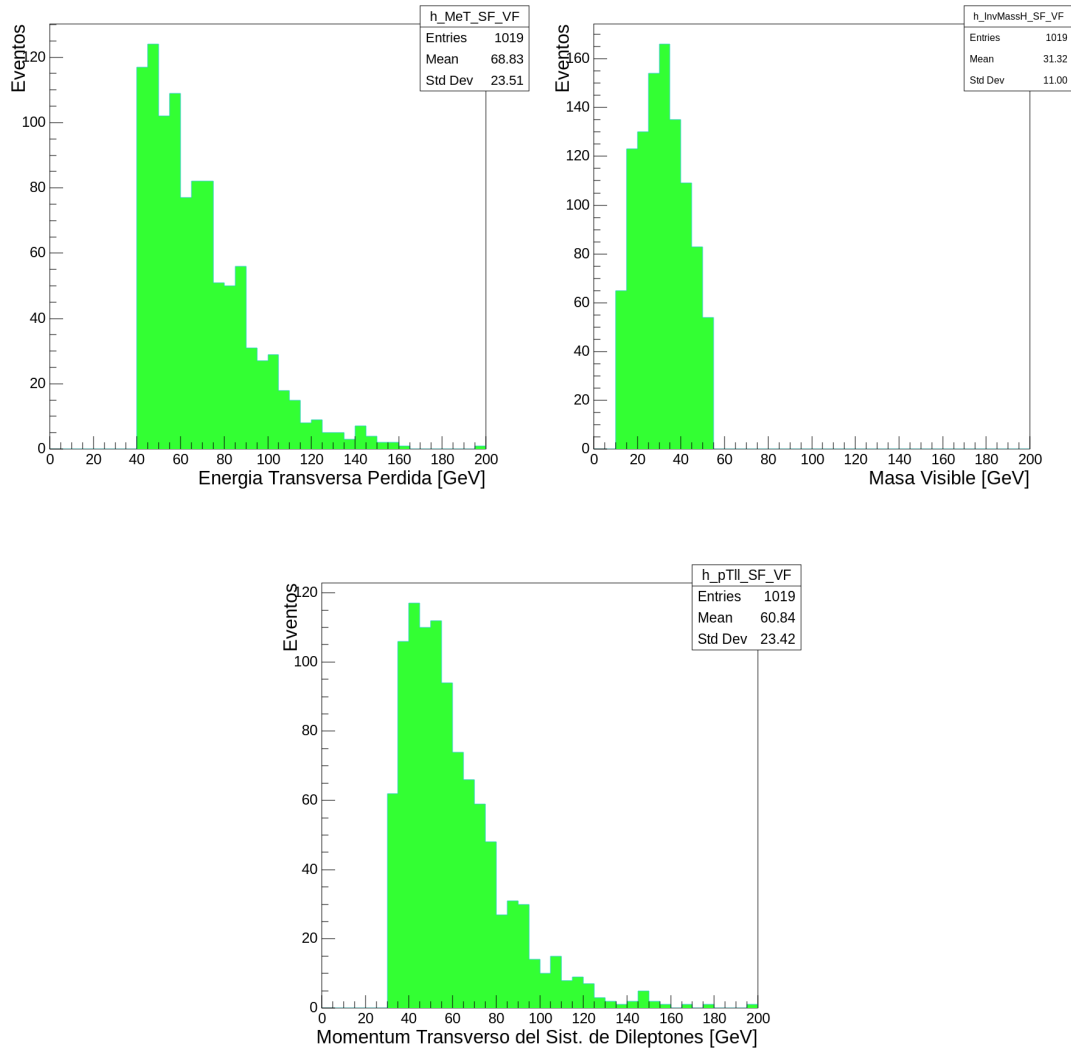


Figura 8.39: Higgs Análisis: Muestra MC $VBF \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow \ell_1 \ell_2 \nu \nu$ ($\ell_1 = \ell_2$). De la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} , la masa visible del candidato a bosón $H \rightarrow WW$, $m_{\ell\ell}^{vis}$ y el momentum transverso del sistema de dileptones $p_{T,\ell\ell}$.

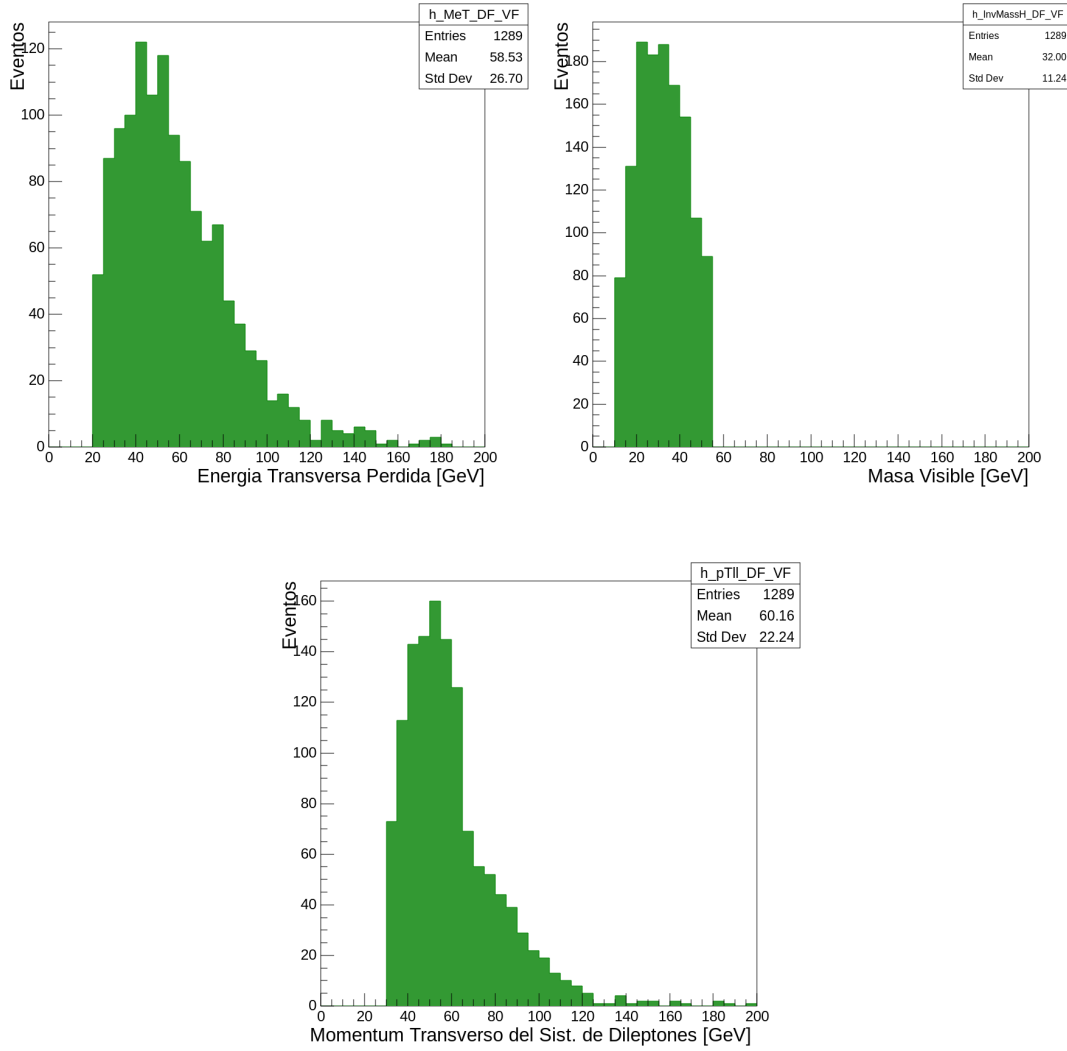


Figura 8.40: Higgs Análisis: Muestra MC VBF $\rightarrow$ H $\rightarrow$ WW $\rightarrow$ $\ell_1 \ell_2 \nu \nu$ ($\ell_1 \neq \ell_2$). De la parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} , la masa visible del candidato a bosón H $\rightarrow$ WW, $m_{\ell\ell}^{vis}$ y el momentum transverso del sistema de dileptones $p_{T,\ell\ell}$.

Se puede observar que se cumplen las condiciones establecidas en los cortes, donde por ejemplo para el caso de igual sabor, la gráfica de la masa invariante o masa visible, comienza a tener valores distintos de cero para 12 GeV, mientras que para estados con distinto sabor de leptones de estado final, estos valores comienzan antes, con valores de 10 GeV.

8.3.2. Etapa II

En esta etapa, una vez verificados los cortes del análisis realizados sobre los MC, se procedió a “sumar” todas las muestras de los MC que contribuyen a este decaimiento en específico, los cuales fueron los mostrados en la Etapa I. Esto significa la adición de todas estas contribuciones tomando en cuenta las secciones eficaces y estadística. Además se incorporaron los datos reales en el mismo histograma, para poder comparar de forma directa como difieren o coinciden los datos experimentales con los predichos por el método de Monte Carlo, y poder estudiar las razones de estas posibles discrepancias.

Se sumaron las contribuciones para igual sabor y diferente sabor para cada variable física, en un solo histograma para cada una de las muestras y luego a este resultado se le superpusieron los datos reales.

Se aplicó un proceso de pesaje y de normalización igual al explicado en la Etapa II del análisis del bosón W.

Se seleccionaron como en la etapa I, tres de las variables más representativas, la energía transversa perdida E_T^{miss} , debido a que el Higgs decae en dos bosones W y estos decaen de forma semi-leptónica, por tanto el estado final del Higgs posee dos neutrinos.

Para este análisis en específico, la masa invariante o la llamada masa visible, es la masa de los dos leptones del estado final ($m_{\ell\ell}^{vis}$), ya que son los únicos objetos para los cuales se puede hacer este cálculo de manera precisa. Además se eligió el momentum transverso del sistema de dileptones ($p_{T,\ell\ell}$). Éstas dos últimas son variables importantes para estudiar los objetos físicos que se pueden medir directamente por medio de detector.

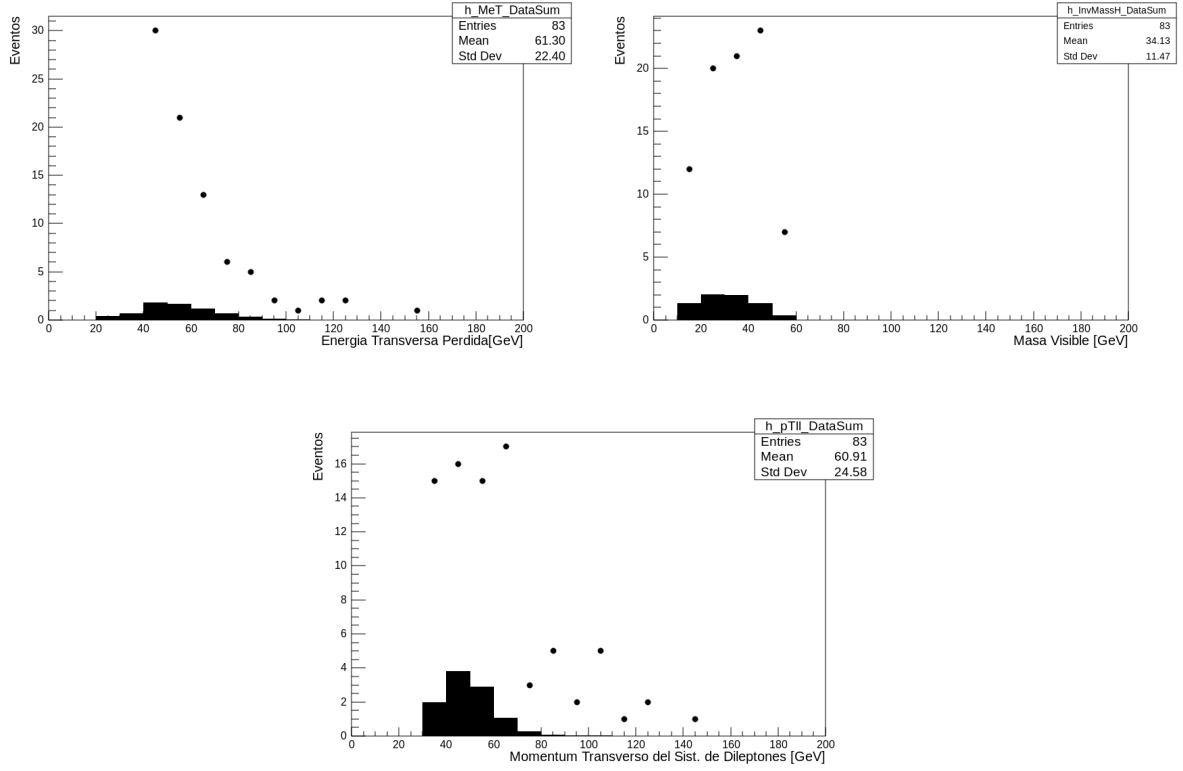


Figura 8.41: Higgs Análisis: $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\ell\nu\nu$. De parte superior izquierda a inferior derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} , la masa visible del candidato a bosón $H \rightarrow WW$, $m_{\ell\ell}^{vis}$ y el momentum transverso del sistema de dileptones $p_{T,\ell\ell}$.

Debido a la baja estadística y a posibles inconsistencias en el análisis inicial, la señal del Higgs es muy pequeña, por lo que se observa una gran discrepancia entre los datos simulados y los datos reales y no se puede hacer ninguna descripción acerca de estos. Es necesario poner todos los procesos físicos que forman parte del fondo para poder tener un resultado que se pueda comparar con los datos reales.

De cualquier forma se pueden apreciar cuatro eventos del Higgs en los diversos gráficos de la figura 8.41.

8.3.3. Etapa III

Para esta etapa se utilizaron todas muestras de MC, que contribuyen con este decaimiento, y además los procesos que contribuyen al fondo, los cuales se enumeraron anteriormente para el análisis del bosón W. El resultado es mostrado a continuación:

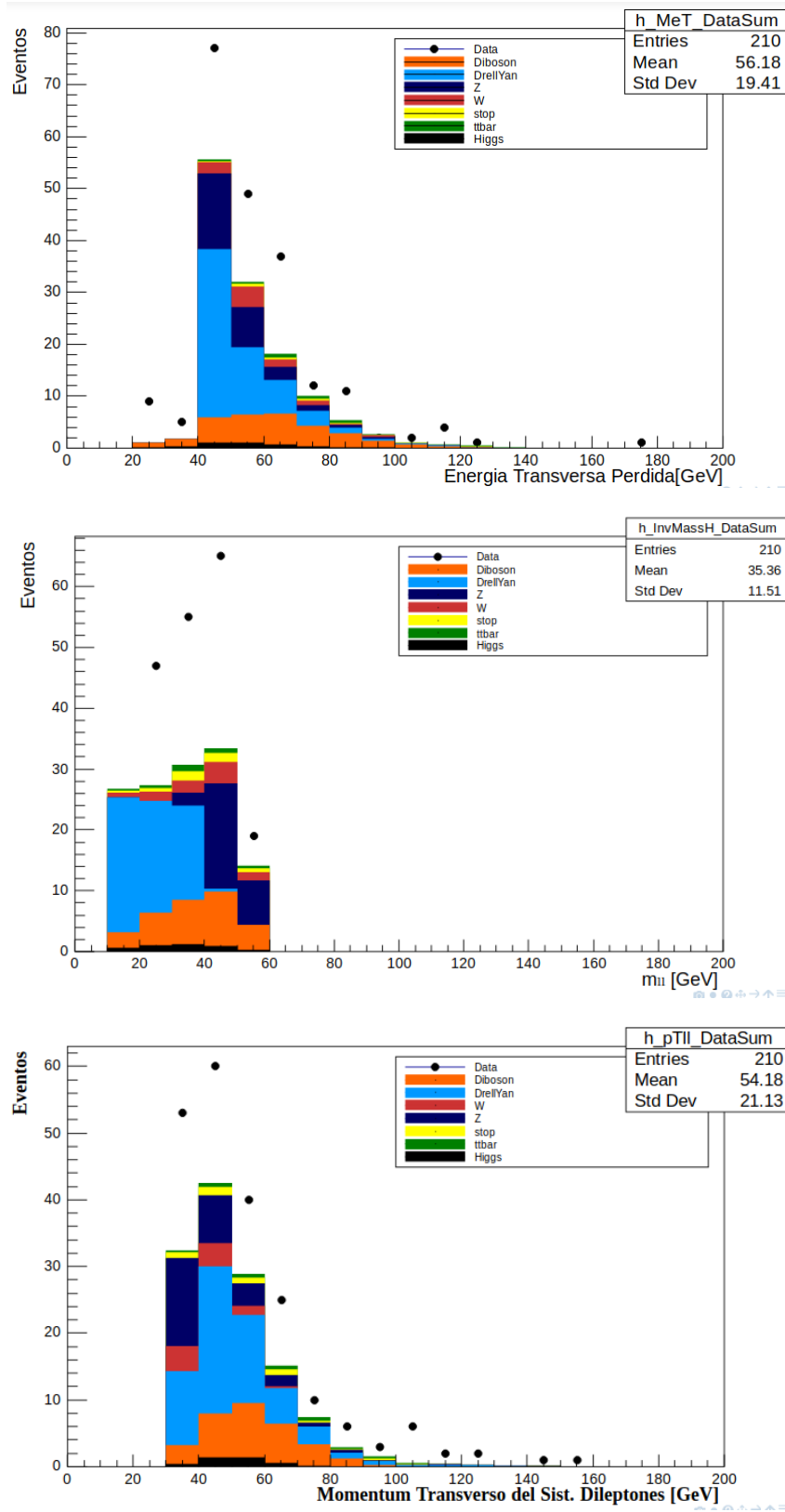


Figura 8.42: Higgs Análisis. De la parte superior a la inferior se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa visible del candidato a bosón $H \rightarrow WW$, $m_{\ell\ell}^{vis}$ y el momentum transverso del sistema de dileptones $p_{T,\ell\ell}$.

Al introducir todos los MC se observa que las contribuciones de fondo contribuyen a acercar las simulaciones con los datos reales. Tal y como se esperaba, debido a que la señal sola del Higgs es la que menos eventos tiene. Sin embargo, sigue habiendo grandes discrepancias respecto a los datos reales y los datos simulados.

La señal del Higgs está dibujada frente de los fondos apilados del SM.

Dichas discrepancias resultan en gran medida a la estadística disponible. Más aún así, no se descarta problemas en el código del análisis. Nos encontramos en el proceso de comprender estas últimas discrepancias.

De igual forma, los resultados obtenidos no divergen sustancialmente de los resultados de Open Data presentados en [1], los cuales se pueden observar en las siguientes figuras:

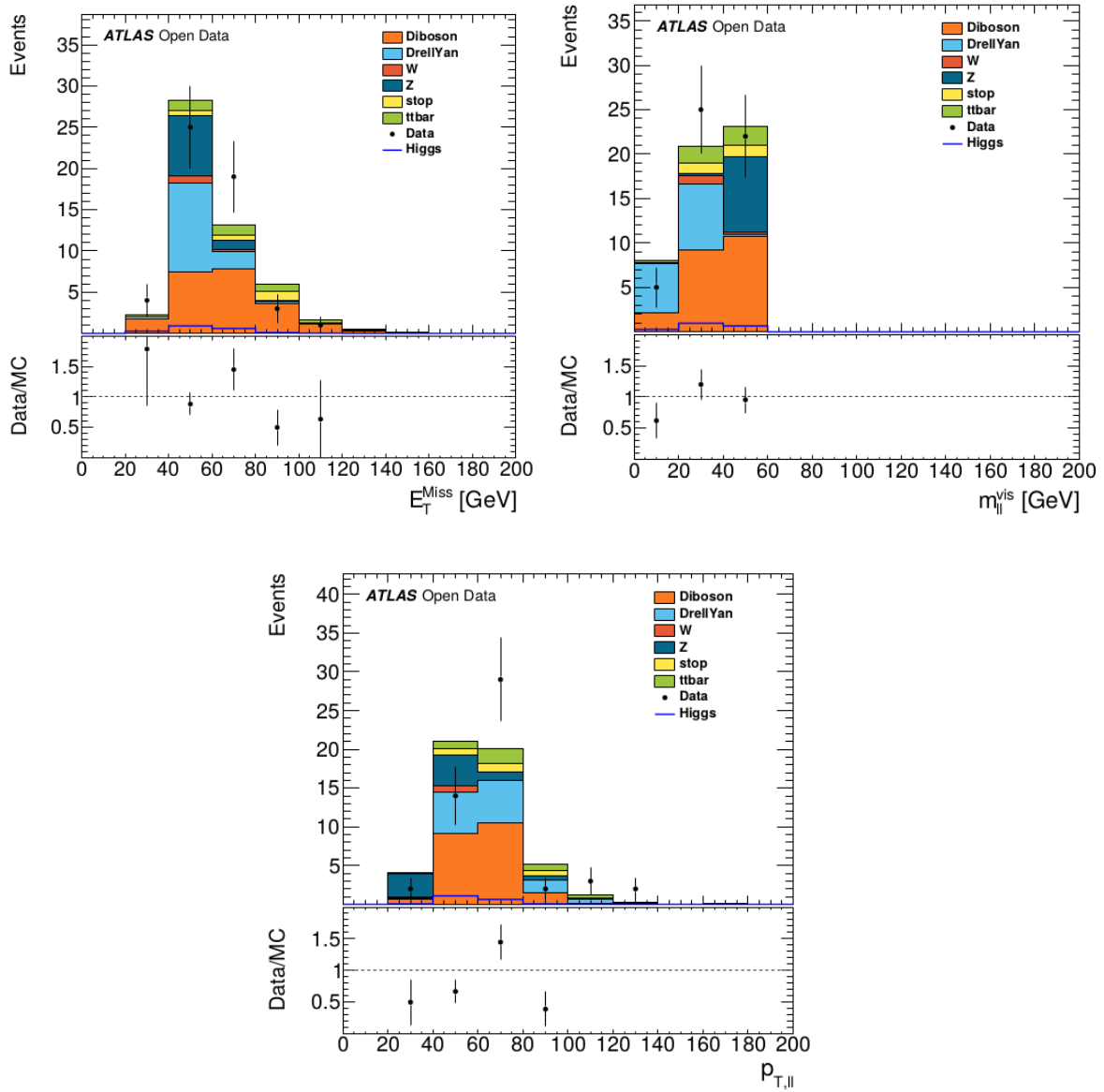


Figura 8.43: Higgs Análisis. De la parte superior izquierda a la inferior derecha se muestran: la energía transversa perdida E_T^{miss} y la masa visible del candidato a bosón $H \rightarrow WW$, $m_{\ell\ell}^{\text{vis}}$ y el momentum transverso del sistema de dileptones $p_{T, \ell\ell}$. Tomado de [1]

Capítulo 9

Conclusiones

A lo largo de este trabajo se han estudiado varios aspectos de la física de partículas, principalmente el análisis experimental de datos reales y simulados. Pero para llegar a ese punto comenzamos por presentar en el capítulo 2 al Modelo Estándar, cuales son las partículas que lo conforman, las teorías y los lagrangianos de las interacciones débiles, fuertes y electrodébiles; además se estudió el fenómeno de ruptura espontánea de simetría y el mecanismo de Higgs, culminando con dicho mecanismo para el SM, e introducir su respectivo Lagrangiano, en una de sus formas más simplificadas. En el capítulo 3 se describió específicamente el experimento ATLAS, ya que es el detector del cual proceden los datos estudiados; se habló sobre como estaba estructurado y una breve descripción de cada uno de los sectores que lo componen. También se mencionó un poco sobre como es el proceso de las colisiones protón-protón que ocurren en el LHC.

En el capítulo 4 se estudiaron algunos aspectos relevantes sobre métodos estadísticos para el análisis de datos, lo cual es un tema muy importante para poder argumentar al obtener un resultado si es una fluctuación aleatoria, o es un descubrimiento. En el capítulo 5 se estudió la reconstrucciones de los objetos físicos en el detector ATLAS, haciendo énfasis en la reconstrucción de variables que tienen especial importancia para el objetivo principal de este trabajo que es estudiar los bosones W, Z y Higgs del SM.

En el capítulo 6 se describieron las herramientas computacionales que hacen posible este trabajo: la plataforma de ATLAS Open Data. Lo más importante es la descripción de la plataforma en la cual se realizó este trabajo llamada SWAN; ésta es una plataforma que permite llevar a cabo análisis de datos interactivos en la nube, sin la necesidad de instalar ningún software, ni poseer los datos localmente, lo cual es muy útil.

En el capítulo 7 se estudiaron los bosones W, Z y Higgs y sus diversos canales de decaimiento, haciendo un énfasis especial sobre los diversos canales de decaimientos del Higgs, englobados en las regiones de baja y alta masa.

Por último, en el capítulo 8 de resultados se mostraron diversos histogramas obtenidos para cada análisis, organizados en tres etapas: En la etapa I se graficaron ciertas variables físicas claves entre las cuales están incluidas la masa invariante para el bosón Z, la masa transversa y energía transversa perdida para el bosón W, la masa del sistema de dileptones y la energía transversa perdida para el bosón de Higgs. En esta etapa, se aplicaron diversos filtros en nuestro software de análisis, para tratar de maximizar los eventos de interés, y finalmente se crearon una serie de histogramas para cada una de las muestras de Monte Carlo correspondientes a los posibles canales de decaimiento.

En la etapa II, se tienen entre 3 a 5 variables por análisis. Estos histogramas fueron creados con un peso en específico, que depende de factores de escala propios de la física simulada. Posteriormente los histogramas fueron reescalados individualmente basándose en las contribuciones de cada una de las muestras de MC, dependiendo específicamente de la sección eficaz y la luminosidad. Para cada variable, es decir cada uno de los histogramas de los MC de la etapa I, se sumaron todas las contribuciones de MC para el canal de decaimiento estudiado, para posteriormente unirse así en un solo histograma por variable, en el cual se les superpuso los datos reales.

En la etapa III de cada análisis, se realizó el mismo procedimiento que en su respectiva etapa II, pero con todas las muestras de MC, ya sea que contribuyera a la señal del decaimiento como tal o como parte del fondo del SM; cada una de las variables se graficaron con un total de 27 muestras de MC para el bosón W y el bosón Z. Mientras que para el bosón de Higgs 31, ya que éste es el único análisis en el cual se utilizaron más de una muestra de MC correspondientes al decaimiento del Higgs. Este número total de MC se agrupan en tres para diboson, cuatro para stop, dos para $t\bar{t}b\bar{a}$, tres para Z, nueve para W, seis para Drell Yan y cuatro para Higgs. Para cada grupo se sumaron sus MC y se obtuvieron así seis o siete histogramas por cada variable seleccionada. Por último se apilaron todos estos histogramas individuales por MC en uno solo, en el cual se le añadieron los datos reales, para culminar las comparaciones en cada análisis.

De la etapa final se observó que para el análisis del bosón W, en general los datos reales y simulados presentaban algunas discrepancias, sobre todo a bajas energías, debido que en los MC no se están utilizando contribuciones de QCD. El proceso que mayor fondo produce para este análisis es el Z. También gracias al histograma de la carga (Q), se pudo observar que se producen mayormente bosones W^+ respecto a W^- , aproximadamente 26 % de más. Igualmente en este análisis no observan a este nivel decaimientos de $W \rightarrow \tau\nu$, debido a que los taones decaen rápidamente en partículas más estables, por tanto en los estados finales había solamente electrones y muones, siendo aproximadamente los muones un 24 % más probables en un estado final que electrones.

Para el análisis del bosón Z se observó que es un proceso que no presenta prácticamente contribuciones de otros procesos como fondo, sin embargo el que más eventos tiene es el proceso de diboson. Los datos simulados y reales presentan una gran concordancia, excepto para la energía transversa perdida, donde por no tener un neutrino en su estado final, el modelado de esta variable no es muy bueno.

Para el caso del bosón de Higgs, se pudo observar primeramente que es un proceso de muy baja estadística por medio de la etapa II, en donde los datos reales eran muchísimo mayores que los simulados para la señal del Higgs. En la etapa III de este análisis se pudo observar una mejora respecto a la concordancia de los datos, debido a que hay muchos procesos de fondo del análisis, por los distintos procesos que cumplen con los criterios impuestos en la primera parte. Esto es debido a que este análisis es uno de los de baja estadística para el SM de los que presenta ATLAS Open Data, mientras que los del W y Z son de alta estadística, por lo cual se pueden medir observables, como las masas de los bosones W y Z, mientras que para el caso del Higgs esto no es posible con la misma precisión.

Para los análisis de los bosones W y Z se encontró, que la masa transversa e invariante respectivamente de los candidatos a bosones W y Z, mostraban un pico en la distribuciones que coincidían bastante con lo esperado para las masas promedio de las mediciones ya conocidas para m_W y m_Z .

Un objetivo importante de este proyecto era evaluar el uso de la plataforma de análisis remotos SWAN, se concluye: que es una plataforma muy útil por el hecho de que se puede acceder desde cualquier ordenador conectado a Internet. Sin embargo la página presenta algunas limitaciones aún por resolver. Otro factor que tiene esta plataforma es que se necesita una buena conexión a Internet para que ésta pueda ser ejecutada y guardar los cambios continuamente. El tiempo que le lleva a SWAN para que el *loop* corra completamente es menor a 5 minutos, siendo menor el tiempo cuando se descargan los archivos que cuando se usan directamente de la página de ATLAS Open Data; el tiempo varía según la conexión a Internet, aunque estos no se haga directamente en el ordenador local, sino con los servidores del CERN.

Para la realización de este trabajo se pusieron en práctica algoritmos específicos, que siguiendo reglas físicas establecidas por el SM, permitieron la reconstrucción de las masas invariantes de los bosones W, Z y Higgs, y otras variables físicas de interés, de forma satisfactoria.

Dichos análisis se llevaron a cabo usando un canal de decaimiento por cada bosón. Obteniendo como resultado final una serie de notebooks autocontenidos para cada uno de ellos por medio de SWAN. Es decir, un conjunto de notebooks que no solo aplican las

selecciones de dichos análisis físicos y muestran gráficos de los resultados obtenidos, sino que además contienen documentación de la física y de los pasos necesarios para aplicar dichas selecciones. Haciendo de ellos un documento que permite su reproducción y se espera, fácil entendimiento.

Es importante resaltar que en todo momento se estudio física bien conocida dentro del SM, es decir, el decaimiento y la reconstrucción de los bosones electrodébiles y el bosón Higgs, para poder obtener una mayor comprensión de la misma. Al proceder al estudio de esta física y componer gráficos estándar, se tuvo la oportunidad de comparar continuamente los resultados parciales y finales con otros ya publicados por la colaboración ATLAS. Esto último ha servido para adelantarse sin dificultades adicionales en los aspectos prácticos, como la programación computacional necesaria para llevar a cabo los análisis.

Finalmente, y tal y como se hace en una colaboración de HEP, se trató reproducir la medición de partículas ya conocidas dentro del SM, para poder confirmar que se conoce correctamente el desempeño del detector y el software de análisis. Luego de ello, se está listo para comenzar búsquedas de nueva física.

Una parte no menos importante para llegar a este resultado final ha sido aprender a leer con cuidado y practicar lógica para poder detectar errores que de otra forma sería imposible.

El presente trabajo puede considerarse una presentación pedagógica, con detalles, y explicaciones explícitas de cada uno de los pasos. Útil a quien desee introducirse y dar los primeros pasos en el área de análisis de datos en física de partículas.

Apéndice A

Resumen de Conceptos Teóricos

1. **Grupo:** Estructura algebraica que consiste en un conjunto de elementos que contiene una operación que combina dos elementos para formar un tercero. Las condiciones necesarias y suficientes para que G sea un grupo son [89]:

- Si g_1, g_2 Son dos elementos cualesquiera del un grupo G , entonces $g_1 \times g_2 \in G$ (Producto cerrado).
- $(g_1 \times g_2) \times g_3 = g_1 \times (g_2 \times g_3)$ (El producto es asociativo).
- Existe una unidad (elemento neutro) e
 $g \in G, g \times e = e \times g = g$.
- Existe un inverso. Para todo g existe un g^{-1}
 $g \times (g^{-1}) = (g^{-1}) \times g = e$.

Si se cumple con estas 4 propiedades es un grupo. Si además el producto es conmutativo se dice que el grupo es Abelian.

2. **Grupo Abelian:** Si g_1 y g_2 son dos elementos cualesquiera de un grupo G y son tales que $g_1 \times g_2 = g_2 \times g_1$, se dice que los elementos del grupo conmutan y llamamos Grupo Abelian a G . Específicamente sea G el grupo unitario unidimensional llamado $U(1)$ que consiste en el conjunto de parámetros continuos de todas las fases de una función de onda, $U(\alpha) = e^{i\alpha}$ donde α es un parámetro escalar real [14]:

$$U(\alpha_1)U(\alpha_2) = e^{i\alpha_1}e^{i\alpha_2} = e^{i\alpha_2}e^{i\alpha_1} = U(\alpha_2)U(\alpha_1). \quad (\text{A.1})$$

3. **Grupo no-Abelian:** Cuando en el grupo los elementos no conmutan, se dice que es un Grupo no-Abelian. Se considera el grupo de Lie $SU(2)$ como el conjunto de
-

las matrices unitarias 2x2 con determinante igual a 1, tales que cualquiera de sus elementos pueden ser escritos de la forma [14]

$$U(\alpha) = e^{i\alpha\vec{\sigma}}, \quad (\text{A.2})$$

donde $\alpha \in \mathbb{R}^3$ es un parámetro arbitrario y $\vec{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ corresponde a un vector con las matrices de Pauli generadoras del grupo, definidas en 2.45 . Se puede observar que

$$e^{i\alpha\vec{\sigma}} = \cos |\alpha| + i\hat{\alpha} \cdot \vec{\sigma} \sin |\alpha|, \quad (\text{A.3})$$

con $\hat{\alpha} = \alpha/|\alpha|$. Así

$$U(\alpha)U(\beta) \neq U(\beta)U(\alpha), \quad (\text{A.4})$$

Puesto que,

$$\begin{aligned} U(\alpha)U(\beta) - U(\beta)U(\alpha) &= e^{i\alpha\vec{\sigma}}e^{i\beta\vec{\sigma}} - e^{i\beta\vec{\sigma}}e^{i\alpha\vec{\sigma}}, \\ &= \sin |\alpha| \sin |\beta| [(\hat{\beta} \cdot \vec{\sigma})(\hat{\alpha} \cdot \vec{\sigma}) - (\hat{\alpha} \cdot \vec{\sigma})(\hat{\beta} \cdot \vec{\sigma})], \\ &= \neq 0. \end{aligned}$$

Cuando α y $\beta \neq 0$. Por tanto, $SU(2)$ es un grupo no-Abeliano. En general cualquier grupo de Lie $SU(N)$ resulta ser no-Abeliano.

4. **Grupo de Lie:** Es un grupo en el cual sus elementos son expresados por medio de un conjunto de parámetros continuos con una ley de multiplicación que depende de la suavidad de los parámetros [90]. Un grupo de rotaciones es un grupo de Lie porque las rotaciones se expresan en términos de los ángulos de rotación que son números reales, y no son elementos discretos.
5. **$SU(n)$:** El subgrupo de matrices unitarias con determinante unidad conforman el grupo unitario especial $SU(n)$,

$$SU(n) = \{U, \text{matriz compleja } n \times n, U^\dagger U = 1, \det(U) = 1\}. \quad (\text{A.5})$$

El álgebra de $SU(n)$ está formada por matrices hermíticas sin traza,

$$SU(n) = \{X, \text{matriz compleja } n \times n, X^\dagger = X, \text{tr}(X) = 0\}. \quad (\text{A.6})$$

6. **SU(3)** : Grupo especial unitario de tercer orden. Es un grupo de Lie de dimensión 8. Es el grupo de simetría de teorías físicas fundamentales como la cromodinámica cuántica [89]. Por ser $n = 3$, se tienen $n^2 - 1 = 8$ generadores, los cuales son el análogo de las matrices de Pauli, pero son 8 matrices 3x3 llamadas matrices de Gell-Mann λ_a ($a = 1, 2, 3 \dots 8$) [91] :

$$\begin{aligned}
 \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & i & 0 \\ -i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\
 \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \\
 \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{A.7}$$

Los generadores del grupo $SU(3)$ normalmente se toman como

$$T_a = \frac{\lambda_a}{2}, \tag{A.8}$$

y estas satisfacen la relaciones de 2.9

7. **SU(2)**: Grupo especial unitario de segundo orden. Es un conjunto de matrices unitarias 2x2 con determinante uno [91]. Para este caso $n=2$ representa 3 componentes, lo que son 3 partículas de calibre. La matriz más general de $SU(2)$ se puede escribir como [92]:

$$U = a_0 1 - ia_1 \sigma_1 - ia_2 \sigma_2 - ia_3 \sigma_3 = a_0 - i \vec{a} \cdot \vec{\sigma}, \tag{A.9}$$

donde σ_i , $i = 1, 2, 3$ son las matrices de Pauli de 2.44.

8. **U(n)** : Las matrices unitarias forman el grupo $U(n)$ ($n = 1, 2, \dots$) [92]

$$U(n) = \{U, \text{matriz compleja } n \times n, U^\dagger U = 1\}. \tag{A.10}$$

Los elementos de $U(n)$ se pueden escribir de la forma

$$U = e^{-iX}, \quad U^\dagger = e^{iX} = U^{-1} = e^{+iX}. \quad (\text{A.11})$$

La dimensión de $U(n)$ es n^2 , ya que cada matriz hermítica queda especificada por n elementos de matriz reales en la diagonal y $n(n-1)/2$ elementos de matriz complejos por encima de la diagonal, en total $n + 2 \times n(n-1)/2 = n^2$ parámetros reales. El grupo unitario $U(n)$ es no-Abeliano para $n > 1$.

9. **U(1)** : Consiste en el grupo de todos los números complejos con valor absoluto igual a 1, o sea un círculo unitario en el plano complejo,

$$\mathbb{T} = \{z \in \mathbb{C} : |z| = 1\}. \quad (\text{A.12})$$

Estas actúan en el plano como una rotación alrededor del origen. Este grupo puede ser parametrizado por un ángulo de rotación θ , tal que el esté formado por las matrices $e^{-i\theta}$ [92].

Apéndice B

Resumen de Conceptos

1. **Bunch-crossing:** En el LHC los protones dentro de los dos haz se agrupan en *bunches*, los cuales son apretados para disminuir su volumen, tal que la probabilidad de que ocurra una colisión aumente. Para los datos que se están usando en este trabajo, los *bunches* se cruzan cada 50 ns, cada vez que los *bunches* se crucen (*bunch-crossing*) ocurren en promedio 30 colisiones [57].
2. **Evento:** Para HEP, son los datos resultantes por cada *bunch-crossing* [57].
3. **Interacción Hard-scatter:** Denominación dada al vértice primario que tenga el mayor valor de la suma del cuadrado de los momentos transversos, $\sum \vec{p}_T^2$, para los *tracks* [29].
4. **Cluster:** Es una idea geométrica de agrupamiento. Para este trabajo se hace referencia a cluster como los depósitos de energía que deponen las diferentes partículas al pasar por los calorímetros electromagnéticos y hadrónicos [93].
5. **Gaussian-Sum Filter:** Es un algoritmo usado en la reconstrucción de electrones en ATLAS con el fin de mejorar la estimación de los parámetros de los *tracks* de los electrones [94].

Un electrón puede perder cantidades significativas de su energía inicial debido al bremsstrahlung, al el electrón interactuar con el material que atraviesa. Debido a la masa pequeña de los electrones, las pérdidas radioactivas pueden ser muy relevantes, ocasionando una alteración en la trayectoria del electrón cuando se propaga por el campo magnetico. Este algoritmo está diseñado para tomar en cuenta esas pérdidas de energía debido al bremsstrahlung.

6. **Tracking:** Acto de medir la dirección y magnitud del momentum de las partículas
-

cargadas. Las partículas que entran al tracker liberan parte de su energía en el dispositivo. El *tracker* debe ser finamente segmentado tal que se pueda ser capaz de reconstruir con una buena precisión por donde pasaron las partículas. Se puede ver representado como la línea de la figura B.1 [95].

7. **Tracker:** Dispositivo o detector usado para el *tracking* [95].
8. **Track:** Hélice hecha por las partículas cargadas dentro del *tracker* [95].
9. **Contacto:** En inglés conocido como *hit*, es la medida de varios puntos en un track. Cuando una partícula cargada pasa por el detector de *tracking* al interactuar con éste va a dejar una serie de marcas. Se puede ver representado por las X en la figura B.1 [40].

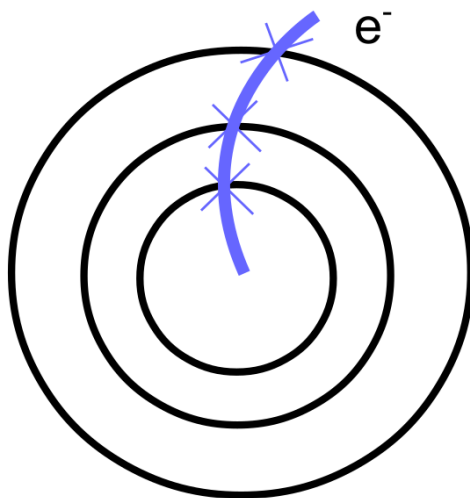


Figura B.1: Representación gráfica de un track con varios contactos. Tomado de [40]

Apéndice C

Resumen de Conceptos

1. **Partícula Virtual:** Una partícula virtual no es una partícula normal, se refiere a una perturbación en un campo que no es una partícula, nunca se va a encontrar por si sola, en cambio es causada por la presencia de otras partículas, y generalmente otros campos. El concepto viene de teoría de perturbaciones de QFT donde las interacciones entre partículas ordinarias son descritos en término de intercambios de partículas virtuales.

Una partícula virtual no tiene necesariamente la misma masa que su correspondiente partícula real, de hecho las partículas virtuales pueden tener cualquier masa, esto viene de la relatividad especial donde la energía, momentum y masa de una partícula libre viene dada por $E^2 - \vec{p}^2 c^2 = m^2 c^4$; pero para una partícula virtual $E^2 - \vec{p}^2 c^2$ puede tomar cualquier valor, esto se interpreta muchas veces como que los procesos virtuales violan la conservación de la energía.

Como consecuencia del principio de incertidumbre en la mecánica cuántica, cualquier objeto o proceso que exista por un periodo limitado de tiempo no puede tener un valor preciso de energía, por esta razón las partículas virtuales, las cuales existen de forma temporal mientras estas son intercambiadas por otras partículas, no obedecen necesariamente la relación *mass-shell*, o sea se dice que estan *off shell* porque no satisfacen las ecuaciones de energía momentum. Sin embargo, mientras más tiempo exista una partícula, más cercana esta a cumplir la relación *mass-shell*. Una partícula virtual que existe por un tiempo largo arbitrario es simplemente una partícula ordinaria [4].

2. **Background o fondo:** Los datos contienen tanto eventos provenientes de la señal como eventos de *background* o fondo. Los eventos del fondo son aquellos eventos en los datos que no provienen de la señal de interés, normalmente pueden ser combi-
-

naciones de estados finales de partículas o procesos identificados de forma errónea, estos procesos son rechazados tal que el proceso físico deseado pueda ser observado [57].

3. **Gluon Fusion (ggF):** Es uno de los mecanismos de producción del Higgs para colisiones de protones con altas energías. Puede haber tanta energía en las colisiones gluón gluón que se puede crear un top quark y anti top quark. Estos dos quarks se van aniquilar entre si, pudiendo producir un bosón de Higgs. Como se ve en la figura ?? los gluones forman un par $t\bar{t}$ en un loop, siendo éste virtual [57].

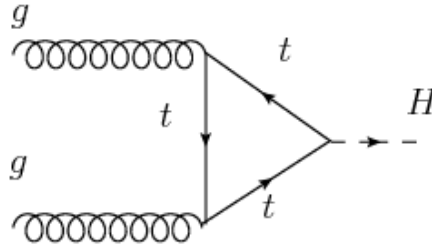


Figura C.1: Diagrama de Feynman para ggF. Tomado de [57]

4. **Vector Boson Fusion (VBF):** O *Weak Boson Fusion*, es uno de los mecanismos de producción del bosón de Higgs. En este proceso dos bosones de calibre son radiados de un quark o antiquark (los cuales se producen a los protones que colisionar a altas energías) al dispersarse con otro quark o antiquark, por medio de un intercambio de un bosón de calibre electrodébil, sea éste un W, Z o un fotón; de este intercambio un bosón de Higgs o un bosón electrodébil de calibre puede ser emitido, los cuales son ambos estrictamente procesos de VBF [96].

En el estado final un Higgs es producido mientras que los dos quarks de los cuales los bosones de calibre fueron radiados, aparecen como jets de alto p_T en las regiones siguientes del detector, eso permite poder distinguir el proceso de VBF de otros modos de producción que tengan el mismo estado final.

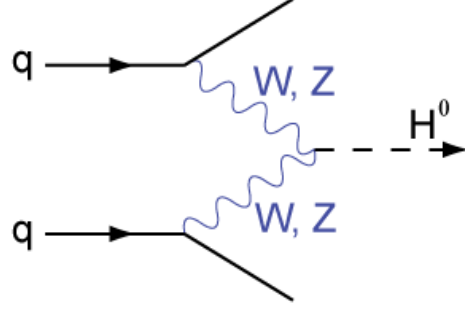


Figura C.2: Diagrama de Feynman para VBF. Tomado de [96]

5. **Masa Transversa:** En la física de partículas, la masa transversa es una cantidad definida por su utilidad, ya que es invariante ante transformaciones de Lorentz a lo largo de la dirección z . En unidades naturales es

$$m_T^2 = m^2 + p_x^2 + p_y^2,$$

donde la dirección z se encuentra a lo largo del haz, por lo tanto p_x , y p_y son los momentos transversos y m es la masa invariante. La ecuación que se utiliza para usar esta variable como discriminante, en los cortes aplicados a los eventos, con las variables proporcionadas por las n -tuplas es:

$$m_T = \sqrt{2\vec{p}_T^\ell \vec{E}_T^{miss} [1 - \cos(\Delta\phi(\ell, \vec{E}_T^{miss}))]},$$

donde p_T^ℓ es el momentum transverso del lepton, E_T^{miss} es el momentum transverso perdido y $\Delta\phi(\ell, E_T^{miss})$ es el ángulo que hay entre el momentum transverso perdido y el leptón.

6. **Drell-Yan:** Los procesos de Drell-Yan ocurren en las dispersiones de hadrón-hadrón en procesos de altas energías. Toma lugar cuando un quark de un hadrón y un antiquark de otro hadrón se aniquilan, creando un fotón virtual o un bosón Z el cual decae en un par de leptones [97].

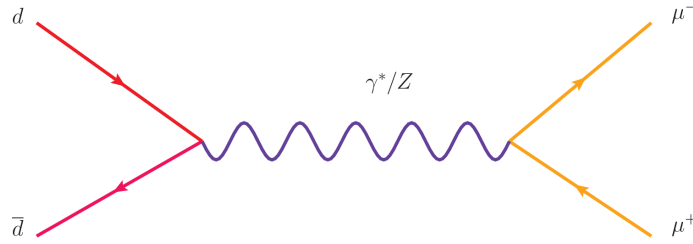


Figura C.3: Diagrama de Feynman como ejemplo de un proceso de Drell-Yan con un estado final de un par muón-antimuón. Fuente: <http://www.quantumdiaries.org/2015/05/18/dy-resummation/>. Consultado: 30/08/2017

7. **Masa Invariante:** Cuando se ven dos o mas tracks en el detector en un evento, originados del mismo punto, es decir con un vértice en común, puede que éstas pertenezcan a una misma partícula que decayó en esos tracks. Para poder verificar esta hipótesis se debe calcular la masa invariante de la partícula inicial e investigar si estos productos de decaimiento vienen de esta partícula, es decir, investigar si los productos pertenecen al decaimiento de la partícula que tiene una masa invariante en particular.

La masa invariante, es la masa en el sistema de reposo de la partícula, está definida como:

$$M \equiv \sqrt{-p_\mu p^\mu} \quad \text{donde} \quad p_\mu p^\mu = -E^2 + \vec{p}^2$$

$$p = (E, \vec{p}) \quad \text{Es el 4-momentum}$$

La masa invariante es la norma del 4-momentum. Sustituyendo las componentes del 4-vector se llega a

$$M^2 \equiv E^2 - \|\vec{p}\|^2 \quad \text{Para un sistema de partículas}$$

$$M^2 \equiv \left(\sum E \right)^2 - \left\| \sum \vec{p} \right\|^2$$

8. **TLorenzVector:** Es una clase general de cuadvectores de ROOT, que puede ser usada ya sea para la descripción de la posición y el tiempo (x, y, z, t) o el momentum y la energía (p_x, p_y, p_z, E) [98].

Bibliografía

- [1] ATLAS Collaboration. Review of the atlas open data dataset. 2016.
 - [2] CERN. About cern. <https://home.cern/about>, 2017.
 - [3] Alessandro Bettini. *Introduction to Elementary Particle Physics*. Cambridge University Press, 1 edition, 2008.
 - [4] David Griffiths. *Introduction to elementary particles*. John Wiley and Sons Inc, 1987.
 - [5] Holstein B.R. Donoghue J.F., Golowich E. *Dynamics of the Standard Model*. CUP, draft 2ed. edition, 2014.
 - [6] Homero Martinez. Lecture iv: Introduction to the standard model, Abril 2016.
 - [7] Adriano Di Giacomo. Understanding color confinement. *High Energy Physics - Lattice (hep-lat); High Energy Physics - Phenomenology (hep-ph); High Energy Physics - Theory (hep-th)*, 2013.
 - [8] Halzen. *Quarks and Leptons - An Introductory Course in Modern Particle Physics*. Wiley, 1984.
 - [9] Wikipedia. Spontaneous symmetry breaking. https://en.wikipedia.org/wiki/Spontaneous_symmetry_breaking, 2017.
 - [10] S. Novaes. Standard model: An introduction. Enero 2000.
 - [11] G. Senjanovic. Defectos topológicos en cosmología.
 - [12] Giovanni Jona-Lasinio. Spontaneous symmetry breaking: some history and some variations on the theme. 2009.
 - [13] Garcia Canal. Building gauge theories: The natural way. *Fundamental Journal of Modern Physics 2*, year=2011,.
-

- [14] F. Quintero, N; Molina. A brief description of gauge theories.
 - [15] Wikipedia. Matrices de pauli. https://es.wikipedia.org/wiki/Matrices_de_Pauli, 2017.
 - [16] García Canal. Standard model. 2016.
 - [17] Wikipedia. Vacuum state. https://en.wikipedia.org/wiki/Vacuum_state, 2017.
 - [18] Vadim Kaplunovsky. Summary of the standard model. 2011.
 - [19] Vadim Kaplunovsky. Summary of the standard model. 2011.
 - [20] Wikipedia. Standard model (mathematical formulation). [https://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model_\(mathematical_formulation\)#Vectors.2C_scalars.2C_and_spinors](https://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model_(mathematical_formulation)#Vectors.2C_scalars.2C_and_spinors), 2017.
 - [21] Palash B. Pal. Dirac, majorana and weyl fermions. *Saha Institute of Nuclear Physics*, 2010.
 - [22] Van der Veken Woithe, Wiener. Let's have a coffe with the sm of particle physics. 2017.
 - [23] D. A. Greenwood W. N. Cottingham. *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. Cambridge University Press, 2 edition, 2007.
 - [24] Wikipedia. Pontecorvo–maki–nakagawa–sakata matrix. https://en.wikipedia.org/wiki/Pontecorvo\textendashMaki\textendashNakagawa\textendashSakata_matrix, 2017.
 - [25] Wikipedia. Cern. <https://en.wikipedia.org/wiki/CERN>, 2017.
 - [26] CERN. Atlas. <https://home.cern/topics/large-hadron-collider>, 2017.
 - [27] Wikipedia. The large hadron collider. https://en.wikipedia.org/wiki/The_Large_Hadron_Collider, 2017.
 - [28] Boris Shwartz Claus Grupen. *Particle Detectors, 2nd edition (Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology)*. 2 edition, 2008.
 - [29] Arturo Sanchez. *Search for Higgs-like resonances in the $ZZ \rightarrow \ell^\pm \ell^\pm q\bar{q}$ decay channel with the ATLAS experiment at LHC*. Thesis for doctor of philosophy.
 - [30] Wikipedia. Barn (unit). [https://en.wikipedia.org/wiki/Barn_\(unit\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Barn_(unit)), 2017.
-

-
- [31] CERN. The accelerator complex. <https://home.cern/about/accelerators>, 2017.
 - [32] CERN. Atlas. <https://atlas.cern/>, 2017.
 - [33] Wikipedia. Atlas experiment. https://en.wikipedia.org/wiki/ATLAS_experiment, 2017.
 - [34] Nguyen Anh Ky y Nguyen Thi Hong Van. Was the higgs boson discovered? 2015.
 - [35] Dan Green. *At the Leading Edge: The ATLAS and CMS LHC Experiments*. World Scientific Publishing Company, 2011.
 - [36] H. Torres J. Manjarrés, L. Perez. Detector examples, Mayo 2015.
 - [37] LHC. Momentum, taking a closer look at lhc. https://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.momentum, 2017.
 - [38] Wikipedia. Pseudorapidity. <https://en.wikipedia.org/wiki/Pseudorapidity>, 2017.
 - [39] Jovan Mitrevski. Electron and photon reconstruction with the atlas detector. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, 273–275:2539 – 2541, 2016. 37th International Conference on High Energy Physics (ICHEP).
 - [40] Reina Camacho. Tracking and vertexing, Mayo 2016.
 - [41] Reina Camacho. Calorimetry and photomultipliers, Mayo 2016.
 - [42] Wikipedia. Calorimeter (particle physics). [https://en.wikipedia.org/wiki/Calorimeter_\(particle_physics\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Calorimeter_(particle_physics)), 2017.
 - [43] Dan Green. *The Physics of Particles Detectors*. Cambridge University Press, 2005.
 - [44] ATLAS. Atlas athena guide. [https://en.wikipedia.org/wiki/Calorimeter_\(particle_physics\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Calorimeter_(particle_physics)), 2017.
 - [45] Camila Rangel Smith. Statistical methods in particle physics, Junio 2016.
 - [46] G. Cowan. Statistical methods for particle physics. lecture 1: Introduction to frequentist statistics.
 - [47] Luca Lista. *Statistical Methods for Data Analysis in Particle Physics*. Lecture Notes in Physics 909. Springer, 2016 edition, 2015.
-

- [48] Glen Cowan. *Statistical Data Analysis*. Oxford Science Publications. Oxford University Press, USA, 1998.
 - [49] José Ocariz. Probability and statistics for particle physicists. Mayo 2014.
 - [50] Jean-Baptist et al. Du Prel. Confidence interval or p-value?: Part 4 of a series on evaluation of scientific publications. *Deutsches Ärzteblatt International.*, 2009.
 - [51] Wikipedia. Likelihood. <https://en.wikipedia.org/wiki/P-value>, 2017.
 - [52] Wikipedia. Null hypothesis. https://en.wikipedia.org/wiki/Null_hypothesis, 2017.
 - [53] Thomas R. Junk. Statistical methods for experimental particle physics: Theory and lots of examples. https://www-cdf.fnal.gov/~trj/tsi09/trjtsi_Day2.pdf.
 - [54] Adrian Cho. Once again, physicists debunk faster-than-light neutrinos. *Science Magazine.*, 2012.
 - [55] Sarah Charley. New discovery? or just another bump? *Symmetry Magazine*, 2015.
 - [56] Wikipedia. Línea de base (investigación científica. [https://es.wikipedia.org/wiki/Linea_de_base_\(investigacion_cientifica\)](https://es.wikipedia.org/wiki/Linea_de_base_(investigacion_cientifica)), 2017.
 - [57] ATLAS experiment. Software book- data and tools - documentation. <https://cheatham1.gitbooks.io/openatlasdatatools/content/>, 2016.
 - [58] Alejandro Pérez. Physics foundations for particle and radiation detection, Abril 2016.
 - [59] V Lacuesta. Track and vertex reconstruction in the atlas experiment. *Journal of Instrumentation*, 8(02):C02035, 2013.
 - [60] The ATLAS Collaboration. Muon reconstruction performance of the atlas detector in proton-proton collision data at s=13 tev. *Eur. Phys. J. C (2016) 76:292*, 2016.
 - [61] Andres Cimmarusti. *Analysis of the top*. PhD thesis.
 - [62] CMS Collaboration. Missing transverse energy performance of the cms detector. *JINST 6 (2011) 09001*, 2011.
 - [63] The ATLAS Collaboration. Performance of missing transverse momentum reconstruction in proton-proton collisions at 7 tev with atlas. *The European Physical Journal C*, 72(1):1844, 2012.
-

-
- [64] The ATLAS Collaboration. Topological cell clustering in the atlas calorimeters and its performance in lhc run 1. 2017.
- [65] N. Prywes J. Halperin. Making data and tools available for the world to see: Arturo sanchez of cern on why atlas uses cc0 data.
- [66] Wikiwand. Root. <http://www.wikiwand.com/en/ROOT>, 2017.
- [67] Wikipedia. Root. <https://en.wikipedia.org/wiki/ROOT>, 2017.
- [68] J. Stelzer J. Therhaag E. von Toerne H. Voss A. Hoecker, P. Speckmayer. oolkit for multivariate data analysis with root. Julio 2009.
- [69] Project Jupyter. Jupytercon. <http://jupyter.org>, 2017.
- [70] A. Ingargiola y contribuyentes. Jupyter/ipython notebook quick start guide. http://jupyter-notebook-beginner-guide.readthedocs.io/en/latest/what_is_jupyter.html, 2015.
- [71] Piparo; Tejedor; Mato; Mascetti; Moscicki; Lamanna. Swan: a service for interactive analysis in the cloud. 2016.
- [72] Wikipedia. Front-end y black-end. https://en.wikipedia.org/wiki/Front-end_y_black-end, 2017.
- [73] Wikipedia. W and z bosons. https://en.wikipedia.org/wiki/W_and_Z_bosons, 2017.
- [74] CERN. W boson: Sunshine and stardust. <https://home.cern/about/physics/w-boson-sunshine-and-stardust>, 2017.
- [75] Wikipedia. Ckm. <https://en.wikipedia.org/wiki/CKM>, 2017.
- [76] Collider Blog. W decays and color. <https://muon.wordpress.com/2010/01/02/w-decays-and-color/>, 2010.
- [77] CERN. Z boson. <https://home.cern/about/physics/z-boson>, 2017.
- [78] Xavier Sigaud. Forty years of the first attempt at the electro weak unification and of the prediction of the weak neutral boson z_0 . 1999.
- [79] Wikipedia. Higgs boson. https://en.wikipedia.org/wiki/Higgs_boson, 2017.
-

- [80] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lh. *Phys.Lett. B716 (2012) 1-29*, 2012.
 - [81] ATLAS Collaboration. Measurement of the higgs boson mass from the $h \rightarrow \gamma\gamma$ and $h \rightarrow zz^* \rightarrow 4l$ channels in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 tev with the atlas detector. 2014.
 - [82] R Rios. Standard model $h \rightarrow zz^* \rightarrow lqq, llvv, llll$ searches with atlas at lh. Sep 2011.
 - [83] Gavin P. Salam Matteo Cacciari. The anti- k_t jet clustering algorithm. Abril 2008.
 - [84] A. M. Sirunyan... S. Chatrchyan, V. Khachatryan. Search for a standard-model-like higgs boson with a mass in the range 145 to 1000 gev at the lh. *The European Physical Journal C*, 73, 06 2013.
 - [85] John Alisson. *The Road to Discovery: Detector Alignment, Electron Identification, Particle Misidentification, WW Physics, and the Discovery of the Higgs Boson*. Thesis for doctor of philosophy.
 - [86] TLAS Collaboration. Search for a high-mass higgs boson decaying to a w boson pair in pp collisions at $s = 8$ tev with the atlas detector. 2016.
 - [87] E. Naverro De Martino. Search for a sm-like higgs boson in the search for a sm-like higgs boson in the $h \rightarrow zz \rightarrow q\bar{q}$ decay channel in cms. 2015.
 - [88] ATLAS Collaboration. High energy physics - experiment. *Phys. Lett. B 717 (2012) 29-48*, 2012.
 - [89] Wikipedia. Group (mathematics). [https://en.wikipedia.org/wiki/Group_\(mathematics\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Group_(mathematics)), 2017.
 - [90] Howard Georgi. *Lie algebras in particle physics*. Frontiers in Physics. Addison Wesley Publishing Company, 2 edition, 1982.
 - [91] Missouri University of Science and Technology. Standard model lagrangian. http://web.mst.edu/~hale/courses/Physics_357_457/Notes/Lecture.10.Standard.Model.Lagrangian/Lecture.10.Standard.Model.Lagrangian.pdf, 2016.
 - [92] L. L. Salcedo. Física matemática. Julio 2017.
-

-
- [93] Wikipedia. Cluster (physics). [https://en.wikipedia.org/wiki/Cluster_\(physics\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Cluster_(physics)), 2017.
 - [94] The ATLAS Collaboration. Improved electron reconstruction in atlas using the gaussian sum filter-based model for bremsstrahlung. may 2012.
 - [95] Wikipedia. Tracking (particle physics). [https://en.wikipedia.org/wiki/Tracking_\(particle_physics\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Tracking_(particle_physics)), 2017.
 - [96] Michael Rauch. Vector-boson fusion and vector-boson scattering. Oct 2016.
 - [97] Wikipedia. Drell-yan process. https://en.wikipedia.org/wiki/Drell-Yan_process, 2017.
 - [98] ROOT. Root: TLorentzvector class reference. <https://root.cern.ch/doc/master/classTLorentzVector.html>, 2017.
-