



UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Trabajo de Tesis Doctoral:

Búsqueda de Supersimetría en procesos con un fotón, electrón/muón y energía perdida en estado final con el detector ATLAS del LHC

Tesista: Francisco Anuar Arduh

Dirección: Prof. Dra. María Teresa Dova

La Plata, Año 2018

Búsqueda de Supersimetría con el experimento ATLAS del LHC

Francisco Anuar Arduh

Resumen

El Modelo Estándar de la física de partículas ha demostrado ser una de las teorías más precisas en la actualidad, sin embargo, existen fenómenos en la naturaleza que no son posibles explicarlos con ella. Una de las extensiones posibles con mayor motivación teórica de física más allá del Modelo Estándar es supersimetría (SUSY), que resuelve, entre otras cosas, el problema de jerarquía. Para este trabajo se consideró SUSY en el contexto de General Gauge Mediated SUSY breaking model (GGM), en el que, SUSY está rota a una escala de energía mucho menor que la escala de Planck, resultando en el Gravitino como la partícula supersimétrica estable más liviana (LSP). La segunda partícula supersimétrica más liviana, denominada NLSP por sus siglas en inglés, define la fenomenología de estos modelos. En esta tesis se describe la búsqueda de SUSY en el marco de modelos GGM co-NLSP en colisiones protón-protón a una energía de centro de masa de 8 TeV y 13 TeV en el LHC, en procesos con un fotón, un leptón (electrón o muón) y energía faltante en el estado final. Se trata de modelos donde las masas de la NLSP, chargino y neutralino tipo-wino están prácticamente degeneradas. El análisis fue realizado utilizando todos los datos recolectados por el detector ATLAS durante el año 2012, 2015 y 2016 que corresponden a una luminosidad total integrada de 20.3 fb^{-1} para los de 2012 y 36.1 fb^{-1} para los colectados en 2015 y 2016.

ÍNDICE GENERAL

Introducción	7
1 Modelo Estándar y Supersimetría	11
1.1 Conceptos básicos del Modelo Estándar	11
1.1.1 Características generales del Modelo Estándar	11
1.1.2 Limitaciones del Modelo Estándar	13
1.2 Supersimetría	14
1.2.1 Introducción a la supersimetría	14
1.2.2 El Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo	15
1.2.3 SUSY como una simetría rota	16
1.2.4 Rompimiento de Supersimetría GMSB	18
2 LHC y el experimento ATLAS	21
2.1 LHC	21
2.1.1 Aceleradores: Conceptos generales	21
2.1.2 Diseño y operación del LHC	23
2.1.3 Condiciones de operación durante los períodos 2012 y 2015-2016	25
2.2 El experimento ATLAS	25
2.2.1 Descripción general del detector ATLAS	25
2.2.2 Detector Interno	27
2.2.3 Calorímetros	28
2.2.4 Espectrómetro de Muones	32
2.2.5 Sistema de <i>trigger</i> y adquisición de datos	34
2.2.6 Recolección de datos durante los períodos 2012 y 2015-2016	35
3 Objetos físicos: reconstrucción e identificación	37
3.1 Reconstrucción de fotones y electrones	37
3.1.1 Clúster EM	37
3.1.2 Identificación y reconstrucción de fotones	38
3.1.3 Identificación y reconstrucción de electrones	39
3.1.4 Factores de corrección	39
3.2 Muones	41
3.3 Aislamiento	42
3.3.1 Aislamiento en el calorímetro	42
3.3.2 Aislamiento en las trazas	42
3.4 Jets	42
3.4.1 <i>b</i> -jets	43
3.5 Energía faltante	43

4	Simulación MC de eventos: señal y fondo	45
4.1	Análisis a 8 TeV	45
4.1.1	Simulaciones de procesos de fondo	45
4.1.2	Simulación de la señal de SUSY	47
4.2	Análisis a 13 TeV	48
4.2.1	Simulación de procesos de fondo	48
4.2.2	Simulación de señal	49
5	Selección de eventos: regiones de señal en 8 TeV y 13 TeV	53
5.1	<i>Trigger</i>	53
5.2	Selección de objetos en 8 TeV	54
5.2.1	Fotones	54
5.2.2	Electrones	55
5.2.3	Muones	55
5.2.4	Jets	55
5.2.5	Eliminación de objetos superpuestos	55
5.3	Selección de objetos en 13 TeV	55
5.3.1	Fotones	56
5.3.2	Electrones	56
5.3.3	Muones	56
5.3.4	Jets	56
5.3.5	Eliminación de objetos superpuestos	57
5.4	Regiones de señal	57
5.4.1	Regiones de señal en 8 TeV	58
5.4.2	Regiones de señal en 13 TeV	58
6	Estrategias para la estimación del fondo	67
6.1	Jets identificados como leptones	67
6.1.1	Método de Matriz	67
6.2	Jets identificados como fotones	72
6.2.1	Método de <i>template</i>	74
6.2.2	Método ABCD	78
6.3	Electrones identificados como fotones	82
6.3.1	Normalización de los fondos simulados MC	83
6.3.2	Fondo extraído de datos	83
6.4	Producción de $W\gamma$ y $t\bar{t}\gamma$	85
6.4.1	Estrategia de normalización de simulaciones MC	85
6.4.2	Regiones de control	86
6.4.3	Regiones de validación	87
7	Resultados con 20.3 fb^{-1} a 8 TeV	89
7.1	Incertezas sistemáticas	89
7.1.1	Incertezas experimentales	89
7.1.2	Incertezas teóricas en eventos simulados de señal	91
7.1.3	Incertezas teóricas de las simulaciones de los fondos	92
7.2	Resultados en las regiones de señal	95
7.3	Interpretación estadística	95
7.4	Determinación de límites	107

7.4.1	Límites independientes del modelo	107
7.4.2	Límites en la señal de SUSY GGM	108
8	Resultados con 36.1 fb^{-1} a 13 TeV	111
8.1	Incertezas sistemáticas	111
8.1.1	Incertezas Experimentales	111
8.1.2	Incertezas en métodos <i>Data-Driven</i>	113
8.1.3	Incertezas debidas a la diferencia entre los canales de e y μ	113
8.1.4	Incertezas teóricas	113
8.2	Estimación de fondos a partir de las CR	114
8.3	Resultados en las regiones de señal	119
8.4	Límites independientes del modelo	135
8.5	Límites dependientes del modelo	135
9	Conclusiones	137
	Agradecimientos	139
	Bibliografía	141

INTRODUCCIÓN

El campo de la Física de Altas Energías a nivel mundial se centra en la actualidad en los experimentos del Gran Colisionador de Hadrones (LHC, Large Hadron Collider) [1], diseñado para colisionar protones a una energía de centro de masa máxima de $\sqrt{s} = 14$ TeV y una luminosidad que excede los $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. El LHC se puso en funcionamiento en el 2009, proporcionando colisiones que han sido recolectadas por los dos detectores principales multipropósitos, ATLAS y CMS. En particular, el detector ATLAS [2] en que se enmarca esta tesis, ha sido optimizado para el descubrimiento del bosón de Higgs y la búsqueda de nuevas partículas e interacciones más allá del Modelo Estándar de las partículas fundamentales y sus interacciones. En el primer período de funcionamiento del LHC, denominado *Run 1*, las colisiones entre protones fueron a $\sqrt{s} = 7$ TeV durante el primer año, aumentando a $\sqrt{s} = 8$ TeV a partir del año 2012 y hasta principios de 2013. Una vez realizadas las mejoras necesarias para aumentar la energía y luminosidad, en el 2015 se dio inicio al llamado *Run 2*, con una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13$ TeV.

El detector ATLAS (*A Torodial LHC AparatuS*), es el detector de partículas más grande construido al presente (de 25 m de diámetro, 45 m de largo y con un peso de 7000 toneladas). Los haces de partículas del LHC colisionan en el centro de ATLAS generando miles de partículas desde el punto de interacción. Al igual que los otros experimentos del LHC, su construcción ha sido un reto para la comunidad científica. Este detector heterogéneo está compuesto por varios subdetectores, cada uno con propiedades específicas según la funcionalidad para la que fueron diseñados.

El sistema de *trigger* de ATLAS en su versión más actual consta de dos niveles: El primer nivel es un sistema basado en hardware que reduce la tasa de eventos desde 1 GHz a valores de aproximadamente 100 kHz. El segundo nivel está basado en algoritmos de selección reduciendo el flujo de eventos a ~ 1 kHz. Los eventos aceptados son finalmente almacenados. La particularidad de ATLAS es que usa el mismo entorno de programación para el *trigger* que para la reconstrucción *offline*. Desde el punto de interacción y hacia afuera, el primer subdetector de ATLAS es el detector de trazas, responsable de la medida de la posición y momento de las partículas cargadas salientes de la interacción protón-protón. Este detector interno tiene una cobertura azimutal completa en la región de pseudo-rapidez $|\eta| < 2.5$, y se encuentra inmerso en un campo magnético axial de 2 T. Más afuera se encuentran los calorímetros: El objetivo de estos subdetectores es medir la energía de las partículas salientes de la interacción $p - p$, su dirección y, además, obtener una medida de la energía perdida en el plano transversal de todas las partículas excepto los muones. La energía de los fotones y electrones es medida en el calorímetro electromagnético (EM), un detector de muestreo de argón líquido que cubre la región $|\eta| < 3.2$. La energía de los jets es medida en los calorímetros EM y hadrónico. Este último se divide en tres subregiones. La región central consiste en azulejos de centelleo activos y absorbentes de acero, mientras que las otras regiones se basan en tecnología de argón líquido. El sistema de calorímetros se encuentra rodeado por el espectrómetro de muones, un subdetector extremadamente grande, que se extiende desde los calorímetros hasta la parte más externa de ATLAS. Su gran tamaño es necesario para medir con precisión el momento de los muones que son capaces de atravesar las partes internas del detector. Este espectrómetro está inmerso en un campo magnético producido por un sistema toroidal,

y permite la identificación y reconstrucción del momento de los muones en la región $|\eta| < 2.7$. Es una parte vital porque los muones son indicativos de muchos procesos de nueva física, y porque no se podría medir con precisión la energía total involucrada en un evento si fueran ignorados. El modelo computacional de ATLAS está diseñado para permitir a todos los miembros de la colaboración un acceso ágil, directo y distribuido a los datos reconstruidos por el detector durante los períodos de toma de datos, así como a los eventos simulados. Utiliza la tecnología GRID para organizar la jerarquía de acceso a los datos y para compartir los recursos computacionales de almacenamiento y procesamiento. Todo el procesamiento de los datos de ATLAS se hace a través del entorno de ATHENA. Es dentro de ATHENA que se implementa la configuración y ejecución del *trigger*, la producción de simulaciones MC y la reconstrucción de todos los objetos físicos de un dado evento. El análisis final a nivel del usuario se realiza usualmente dentro del marco del software de análisis ROOT ya que el mismo presenta una versatilidad mayor que ATHENA a la hora de implementar modificaciones y dispone además de una gran variedad de funciones para la visualización gráfica de los resultados obtenidos.

El llamado Modelo Estándar (SM, del inglés *Standard Model*) [3–5] proporciona el marco indiscutible de la física de partículas actual. El acuerdo entre sus predicciones y los datos experimentales es excelente, en algunas casos con una precisión mayor al 1%. Uno de los resultados más importantes obtenidos con datos recolectados por ATLAS ha sido el histórico descubrimiento del bosón de Higgs [6], predicho a partir del mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil del SM, necesario para explicar el origen de las masas de los bosones de gauge W y Z , mediadores de la fuerza débil, y de los fermiones [7, 8]. El SM incluyendo al bosón de Higgs es, en muchos aspectos, una teoría completa, tanto desde un punto de vista teórico como experimental. Si suponemos que el SM es renormalizable perturbativamente, debería describir todas las medidas experimentales en un gran rango de energías, sin embargo, este deja cuestiones sin resolver: no explica la materia oscura, ni la asimetría materia-antimateria del universo, ni la razón por la que los tres acoplamientos del grupo de gauge del SM no convergen exactamente en una escala de gran unificación. Extensiones del SM a través de modelos Supersimétricos (SUSY) [9–17] constituyen algunas de las soluciones más prometedoras y el LHC es un marco ideal para la búsqueda de SUSY.

La extensión mínima supersimétrica del SM, el MSSM, predice la existencia de supercompañeros para cada partícula conocida del SM: squarks/sleptones, gauginos y higgsinos son los compañeros de los quarks/leptones y de los bosones de gauge y de Higgs, respectivamente. Los neutralinos, se forman a partir de la mezcla de los higgsinos neutros con los compañeros supersimétricos de los bosones electrodébiles neutros, mientras que los charginos surgen de la mezcla de los higgsinos cargados con los compañeros supersimétricos de los bosones electrodébiles cargados. Su sector de Higgs contiene dos dobletes escalares, con un espectro que incluye tres bosones de Higgs neutros y un par de Higgs cargados. La masa del Higgs descubierto, de 126 GeV, es compatible con los valores posibles del Higgs liviano de SUSY. En modelos de conservación de la paridad-R las partículas SUSY se producen en pares en el LHC. Cada miembro del par inicia una cadena de decaimiento que termina en la partícula SUSY estable más liviana (LSP) y otras partículas del SM. Como la LSP interactúa sólo débilmente, no es detectada más que por el desbalance de energía en el evento. Dado que las partículas supersimétricas no han sido observadas experimentalmente, la nueva simetría debe estar rota en la naturaleza, presumiblemente a la escala del TeV. El MSSM posee 105 parámetros libres que se reducen suponiendo algún mecanismo de ruptura de la simetría. Los modelos de SUSY con rompimiento de supersimetría con mediación por campos de gauge (GMSB) [18–23] suponen un sector oculto en el cual se rompe la supersimetría y este rompimiento se comunica al sector visible a través de las interacciones usuales de bosones de gauge del SM. Con la finalidad de formular GMSB de una forma menos dependiente de los modelos se desarrolló el *General Gauge Mediation* (GGM) [24] y su fenomenología comprende una gran variedad de estados finales - uno de los cuales se investiga en esta tesis - que podrían llevar al descubrimiento de SUSY en

el LHC.

En esta tesis se describe la búsqueda de SUSY con datos colectados por el detector ATLAS en el marco de modelos GGM, en procesos con un fotón, un leptón (electrón o muón) y energía faltante en el estado final, como fuera motivada en [25–27]. Se trata de modelos llamados co-NLSP (NLSP es la segunda partícula SUSY más liviana), donde las masas de la NLSP, chargino y neutralino (tipo-wino) están prácticamente degeneradas. La señal buscada puede originarse a partir de la producción de neutralino y chargino, donde el bosón W del decaimiento del chargino decae leptónicamente, y el wino neutro decae en la partícula SUSY más liviana que en estos modelos es el gravitino de muy baja masa. La producción de winos puede ocurrir tanto vía procesos fuertes como electrodébiles, con una tasa de producción relativa en cada categoría dependiente de la masa del wino, gluón y squarks, [26]. Los distintos mecanismos de producción y sus diferentes características se han investigado en esta tesis con datos recolectados con ATLAS en colisiones protón-protón del LHC a una energía de centro de masa $\sqrt{s} = 8$ TeV durante el *Run 1* correspondientes a una luminosidad total integrada de 20.3fb^{-1} , así como con datos a $\sqrt{s} = 13$ TeV (*Run 2*), correspondientes a una luminosidad total integrada de 36.1fb^{-1} . Este estudio complementa otras búsquedas realizadas en ATLAS con estados finales de $\gamma\gamma + E_T^{\text{miss}}$ [6], $\gamma + b + E_T^{\text{miss}}$ [28] y $\gamma + jets + E_T^{\text{miss}}$ [6]. Cabe mencionarse que un primer estudio de $\gamma + e/\mu + E_T^{\text{miss}}$ con el mismo estado final se realizó con $4.7 - 4.8\text{fb}^{-1}$ a 7 TeV data [29]. Las investigaciones presentadas en esta tesis a mayor energía de centro de masa resultan en un marcado incremento de la sensibilidad a la búsqueda de SUSY. La colaboración CMS por su parte realizó una búsqueda de excesos de eventos en procesos con estados finales conteniendo fotón y gran energía perdida [30] usando 35.9fb^{-1} de luminosidad integrada a 13 TeV. Los resultados fueron interpretados en base a modelos simplificados de producción de pares de gluinos y squarks, en los que estos decaen vía neutralinos a fotones.

La tesis se estructura de la siguiente manera: el primer capítulo contiene una descripción del marco teórico que motiva el análisis realizado. Este capítulo incluye brevemente los conceptos generales del Modelo Estándar y las limitaciones que presenta motivando los modelos de nueva física. A continuación se describen conceptos de Supersimetría, y en especial los modelos GMSB, en cuyo marco se desarrolla la investigación presentada en esta tesis. El segundo capítulo consiste en la descripción del LHC y, en particular, el detector ATLAS. En el capítulo 3 se presentan los métodos utilizados para la reconstrucción e identificación de las partículas con el detector. Los capítulos restantes conforman la parte central de la tesis y describen el análisis específico realizado. En el capítulo 4 se discute la generación de las simulaciones tanto de eventos de señal de SUSY como de los procesos del SM que contaminan la señal buscada en este análisis. El capítulo 5 contiene los criterios de selección de los datos utilizados, y la definición y optimización de la selección para las regiones donde se espera la señal buscada. Una descripción de las estrategias introducidas para la determinación de los fondos contaminantes, utilizando tanto datos en regiones de control y validación como simulaciones se presenta en el capítulo 6. Los capítulos 7 y 8 incluyen todas las incertezas sistemáticas que afectan las medidas realizadas y los resultados obtenidos de esta investigación con datos a $\sqrt{s} = 8$ TeV y $\sqrt{s} = 13$ TeV, respectivamente. Las conclusiones finales de esta tesis se presentan en el capítulo 9.

MODELO ESTÁNDAR Y SUPERSIMETRÍA

1.1. Conceptos básicos del Modelo Estándar

El Modelo Estándar de la física de partículas (por sus siglas en inglés SM) es la teoría que describe las interacciones entre las partículas elementales de la naturaleza [3–5]. Esta ha logrado predecir observables con un grado altísimo de precisión, un ejemplo de ello es el momento magnético anómalo del electrón el cual puede ser estimado con una precisión de 12 dígitos decimales [31,32]. El SM provee una descripción cuántica relativista de tres de las cuatro fuerzas fundamentales, las cuales son la fuerza fuerte, fuerza débil y la electromagnética. La interacción gravitatoria, todavía no ha logrado ser descripta exitosamente a nivel cuántico. En la siguiente sección se presentará una breve descripción del SM.

1.1.1. Características generales del Modelo Estándar

En el SM la materia está compuesta por fermiones de espín $1/2$, y estos se clasifican de acuerdo a si interactúan fuertemente o no, en quarks y leptones. Los fermiones están organizados en tres generaciones como se observa en la Figura 1.1. La primera generación contiene al electrón e , que es portador de una unidad de carga negativa de carga eléctrica elemental y a un neutrino asociado ν_e sin carga eléctrica. Ambos leptones participan en la interacción débil, mientras que solamente el electrón participa de la interacción electromagnética. Los quarks son portadores de carga eléctrica fraccional y participan en las tres fuerzas descriptas por el Modelo Estándar. La primera generación de quarks contiene el quark up u , portando carga eléctrica de $2/3$, y el quark down d , con carga eléctrica de $-1/3$ de carga elemental. Las otras dos generaciones de leptones y quarks contienen partículas con los mismos números cuánticos, pero con diferentes masas. El electrón y el neutrino son complementados por dos leptones cargados negativamente, denominados muones μ y taus τ y sus correspondientes neutrinos, denominados neutrinos muónicos ν_μ y neutrinos tauónicos ν_τ . En el caso de los quarks, la segunda generación contiene a los quarks strange s y charm c , mientras que los quarks bottom b y top t completan la tercera familia.

De acuerdo a la descripción de la teoría de campo cuántica que compone el SM, las fuerzas fundamentales son mediadas a través del intercambio de bosones de gauge de espín 1. Los fotones γ y los gluones g son bosones sin masa y sin carga, mediadores de la fuerza electromagnética y fuerte respectivamente, mientras que las interacciones débiles son mediadas por los bosones masivos W^\pm y Z^0 . El componente final del Modelo Estándar es el recientemente descubierto bosón de Higgs H , el cual es un bosón escalar contenido en el mecanismo de rompimiento espontáneo de simetría electrodébil que provee de masa a los bosones W^\pm , Z y a las demás partículas de Modelo Estándar [7,8].

Matemáticamente, el SM es una teoría de campo descripta por el grupo con simetría de gauge

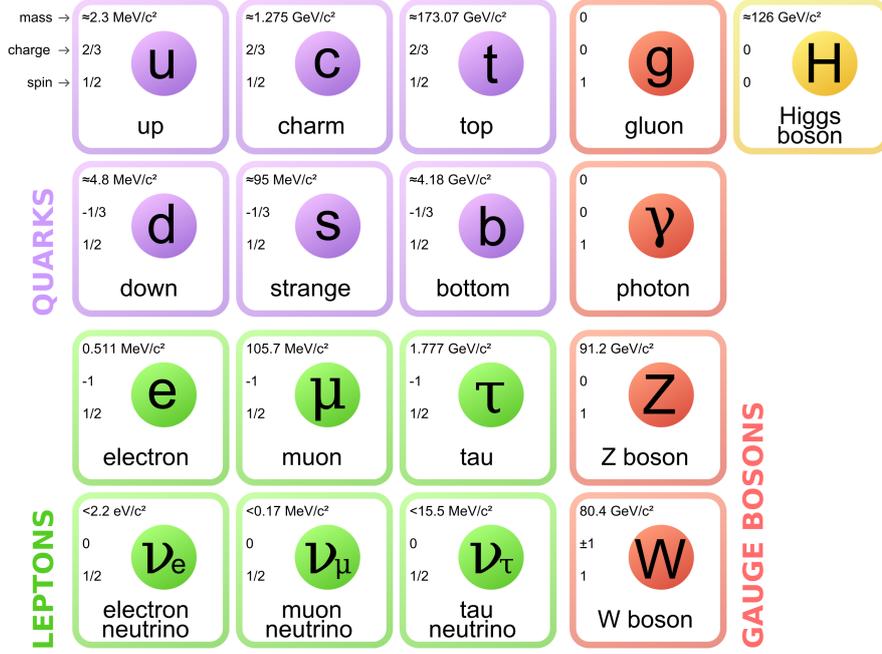


Figura 1.1: Partículas del Modelo Estándar

local [33] obtenido por el producto directo de tres grupos:

$$G_{SM} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (1.1)$$

El grupo $SU(3)_C$ describe la cromodinámica cuántica (QCD) [34–36] que es la teoría de las interacciones fuertes. Los generadores de este grupo son ocho campos independientes de los ocho gluones, los cuales son los mediadores de la interacción entre quarks y/o otros gluones, portadores de carga de color.

El producto $SU(2)_L \times U(1)_Y$ describe una teoría unificada de las interacciones electrodébiles, es decir, la electrodinámica cuántica (QED) más las interacciones débiles, donde L^* e Y se refieren al isospín débil y la hipercarga, que son las cargas de $SU(2)$ y $U(1)$, respectivamente. Los tres generadores del grupo $SU(2)_L$ corresponden a los campos de tres bosones vectoriales de gauge W^1 , W^2 y W^3 , mientras que el generador del grupo $U(1)_Y$ se corresponde con el campo de gauge B . Experimentalmente se observan las partículas W^+ y W^- :

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1 \mp iW^2) \quad (1.2)$$

Los campos neutrales W^3 y B se mezclan para formar los estados físicos del bosón Z y el fotón γ , respectivamente:

$$Z = \cos \theta_W W^3 - \sin \theta_W B \quad (1.3)$$

$$A = \sin \theta_W W^3 + \cos \theta_W B \quad (1.4)$$

donde θ_W es el ángulo de mezcla débil, un parámetro determinado experimentalmente.

El llamado mecanismo de Brout-Englert-Higgs fue propuesto para explicar las masas de los bosones W^\pm y Z , que son generadas vía ruptura espontánea de simetría electrodébil. Esta teoría postula un campo doblete escalar complejo ϕ , que adquiere un valor de expectación de vacío (VEV) distinto a cero v :

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

* L indica que $SU(2)$ solamente actúa sobre los fermiones de quiralidad izquierda

donde v se calcula a partir de medidas de la constante de Fermi y resulta en $v = 246$ GeV. Con una parametrización apropiada el campo ϕ puede ser expandido alrededor del VEV. Tres de los cuatro grados de libertad del campo ϕ son absorbidos por los bosones W^\pm y Z para crear sus polarizaciones longitudinales y convertirlos en masivos, con masas proporcionales a v . Los fotones permanecen sin masa como resultado de una invariancia de gauge residual de $U(1)_{em}$. El cuarto grado de libertad es identificado como un nuevo campo masivo escalar denominado campo de Higgs dando lugar a un nuevo bosón que se denomina bosón de Higgs H . Finalmente, las masas de los fermiones m_f son generadas por los términos de masa de Yukawa, los cuales introducen acoplamientos al bosón de Higgs proporcionales a m_f/v .

Cada fermión tiene asociado su antipartícula con idéntica masa, pero números cuánticos opuestos. Además, como ya fue descrito, los gluones y quarks son portadores de carga de color, lo que implica la necesidad de tres copias distintas de quarks y ocho gluones.

1.1.2. Limitaciones del Modelo Estándar

El Modelo Estándar ha contribuido exitosamente a comprender las partículas fundamentales y sus interacciones. Este modelo ha sido puesto a prueba en múltiples ocasiones en los últimos 50 años, y completado con el anuncio del descubrimiento del Higgs por parte de las colaboraciones ATLAS y CMS [6]. Sin embargo, el Modelo Estándar no es considerado como una teoría completa, ya que todavía deja algunos interrogantes sin respuesta. Algunas de las limitaciones del SM van a ser abordadas en los párrafos siguientes, motivando nuevas teorías y búsquedas de nueva física más allá del Modelo Estándar (BSM).

La primera limitación de la teoría a mencionar es el problema de la “jerarquía de gauge”, que se refiere a la imposibilidad del Modelo Estándar de explicar las grandes diferencias en escalas de masas en la teoría. Si se considera la escala electrodébil $m_{EWK} \sim 100$ GeV, determinada por el VEV del campo de Higgs, se observa que es mucho menor a la escala de Planck $m_P \sim 1.22 \times 10^{19}$ GeV. Se podría elegir ignorar esta enorme diferencia entre las escalas introduciendo un corte en el ultravioleta Λ_{UV} hasta el cual el SM es válido, sin embargo, se manifiesta otro problema que se lo llama la “naturalidad” de la teoría. Se puede ver que las correcciones fermiónicas a un loop de m_H^2 divergen cuadráticamente como Λ_{UV}^2 . Por ejemplo, si Λ_{UV} es la escala de Plank, las correcciones podrían ser de más de 30 órdenes de magnitud que m_H^2 [37].

La relación entre la constante de acoplamiento de la fuerza electromagnética e y las constantes de acoplamiento g_1 y g_2 de los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, es determinada experimentalmente por el ángulo de mezcla θ_W :

$$e = g_2 \sin(\theta_W) = g_1 \cos(\theta_W) \quad (1.6)$$

Se espera que una teoría general pueda predecir esta relación sin necesidad de recurrir a los experimentos.

Otra limitación del modelo es la imposibilidad de explicar la unificación de las fuerzas [38], que podría llevar a la búsqueda de un grupo de unificación G que no sólo prediga como se mezclan los acoplamientos, sino también, incorporar al grupo $SU(3)_C$ de las interacciones fuertes con su constante de acoplamiento g_3 . Si G existiera implicaría que una Teoría de Gran Unificación GUT debería ser capaz de relacionar todas las constantes g_i con una sola constante general g_G a alguna escala de energía m_{GUT} .

Uno de los mayores obstáculos al momento de proponer esta unificación es la gran diferencia entre las constantes de acoplamientos de la teoría electrodébil y fuerte. Se observa que la “libertad asintótica” de la interacción fuerte y la dependencia de los acoplamientos con la escala de energía podrían indicar que una unificación a una cierta escala es posible. Sin embargo, si se extrapolan los resultados de las evoluciones de los acoplamientos de los experimentos actuales se puede ver que estas no convergen en

un solo punto, por lo que, es preciso proponer una teoría que describa más precisamente una unificación a cierta escala de energía.

El Modelo Estándar tampoco puede dar una explicación satisfactoria acerca de la naturaleza de la Materia Oscura [38], materia que no emite ni absorbe luz y cuyo método de identificación ha sido a través de observaciones astronómicas en efectos gravitatorios. El SM no propone un candidato a Materia Oscura y por lo tanto una extensión de este debería proveer una partícula estable, muy poco o nada interactuante que pueda componer los halos de Materia Oscura observados en el Universo. El Modelo Estándar tampoco puede dar una explicación de la Energía Oscura, que, según el modelo estándar de la cosmología, es responsable de acelerar la expansión del Universo. Por último, una teoría unificada debería dar una explicación de por qué el Universo está compuesto de materia, o más bien por qué existe una asimetría entre materia y antimateria.

Las limitaciones descritas en los párrafos anteriores son parte de algunas de las deficiencias del Modelo Estándar. En la siguiente Sección se dará una breve descripción de la teoría de Supersimetría que provee algunas de las soluciones a las cuestiones antes planteadas.

1.2. Supersimetría

1.2.1. Introducción a la supersimetría

La Supersimetría SUSY [9–17] postula la existencia de una simetría entre fermiones y bosones, además de la simetría espacio-tiempo del grupo de Poincaré. Esta simetría es descrita por un operador Q , que transforma estados fermiónicos a estados bosónicos y viceversa:

$$Q|\text{Bosón}\rangle = |\text{Fermión}\rangle, \quad Q^\dagger|\text{Fermión}\rangle = |\text{Bosón}\rangle, \quad (1.7)$$

Ambos Q y su hermitiano conjugado Q^\dagger son generadores de SUSY [39,40]. En su forma más general, las teorías de SUSY pueden realizar a más de una transformación supersimétrica, resultando en más de una copia de los generadores Q y Q^\dagger . Para lo que sigue de esta tesis se considerará el caso en el cual tenemos un sólo generador. Se puede demostrar que en la extensión más simple de SUSY del SM, el Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo MSSM, la acción de los operadores de SUSY a un estado particular produce un estado con igual masa e idénticos números de gauge cuánticos [37]. Además, se puede ver que los dos estados van a diferir en $1/2$ en el número de espín, por lo que Q transforma bosones en fermiones y viceversa.

La consecuencia fundamental de los resultados anteriores es que en una teoría SUSY, por cada grado de libertad fermiónico (bosónico) en el SM, existe un correspondiente grado de libertad bosónico (fermiónico) idéntico en todos los números cuánticos a excepción del número de espín. Teniendo en cuenta la evidencia experimental, es necesario extender el SM e incluir nuevos estados. Las correspondientes contrapartes de las partículas del SM en SUSY son llamadas supercompañeras. Las representaciones irreducibles del álgebra de SUSY se denominan supermultipletes, cada una se compone de un campo del SM y un campo supersimétrica, a la excitación de campo supersimétrico se lo denomina spartícula, con un espín apropiado, teniendo en cuenta la restricción que el número de grados de libertad fermiónico debe ser igual al número de grados de libertad bosónico.

Para una extensión SUSY con $N=1$ del Modelo Estándar, se considera el caso más simple:

- Agrupar a los fermiones del SM (espín $1/2$) con partículas escalares complejas de espín 0, denominados sfermiones, en supermultipletes quirales.
- Agrupar en supermultipletes a los bosones vectoriales de gauge del SM (espín 1) con partículas de espín $1/2$ denominados gauginos.

- En el caso de los estados escalares (el bosón de Higgs del SM) los supercompañeros son partículas de espín 1/2 llamados Higgsinos.
- En caso de incluir la interacción gravitatoria, al gravitón (espín 2) se le asignaría un compañero supersimétrico de espín 3/2, denominado gravitino.

De las consideraciones anteriores, es claro que en una teoría SUSY el número de partículas descritas por el SM necesita ser extendido al menos al doble.

1.2.2. El Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo

El Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo (MSSM) es una extensión supersimétrica del SM introduciendo el mínimo número de nuevas partículas e interacciones consistentes con la fenomenología. Las bosones de gauge del SM están organizados en supermultipletes de gauge, estando así los gluones, bosones W y B asociados con los gluones, winos y bino respectivamente. En el caso de los fermiones del SM, los campos izquierdos están organizados como dobletes de $SU(2)_L$ en supermultipletes quirales con sus supercompañeros. La convención de nombres para los compañeros supersimétricos de los fermiones es añadir un prefijo “s” al nombre de los fermiones asociados, siendo así, por ejemplo, el selectrón el compañero supersimétrico del electrón.

Para el caso del mecanismo de Higgs, un tratamiento más cuidadoso es requerido en la extensión SUSY del SM [41]. En primer lugar, es necesario que las masas de los quarks tipo up y down se generen de manera independiente. Además, el sector de Higgs necesita conservar la renormalización de la teoría, ya que la introducción de nuevos fermiones vía un sólo doblete de Higgsino, portador de hipercarga débil, podría crear una anomalía de gauge [37]. Como consecuencia de ello, en el MSSM el sector de Higgs se debe extender para incluir dos dobletes escalares de Higgs, cada uno de ellos asociado con un doblete fermiónico de Higgsino.

Las partículas descritas por el MSSM y sus propiedades bajo los grupos del SM están mostradas en la Tabla 1.1. Aún siendo que el gravitón no es descrito por el SM, puede ser incluido en el MSSM con el gravitino, su supercompañero, formando así un nuevo supermultiplete el cual también se incluye en la Tabla 1.1 por completitud.

Con la introducción de nuevas partículas que se corresponden con las del SM, pero satisfacen estadísticas de espín complementarias, se obtiene una solución simple al problema de jerarquía. Más específicamente, la introducción de escalares pesados cargados en las teorías supersimétricas pueden cancelar las contribuciones del loop fermiónico a la corrección de la masa del Higgs, ya que los fermiones y escalares contribuyen con el signo opuesto.

Una característica atractiva del MSSM es la predicción de la unificación de las fuerzas fundamentales. Con el incremento en el número de partículas descritas por el MSSM, la evolución de las constantes de acoplamiento en función de la energía muestra una convergencia más precisa que la esperada con el SM [37] a una escala de unificación de $\sim 2 \times 10^{16}$ GeV.

La existencia de la violación al número bariónico y leptónico de acoplamientos renormalizables en el MSSM introduce el problema del decaimiento del protón, que no ha sido observado experimentalmente [38]. Con el objetivo de conservar la estabilidad del protón, la conservación de la “paridad R”, un número cuántico multiplicativo, es impuesto a los modelos de SUSY [42–46]. Dada una partícula, se define la paridad R, P_R , como:

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (1.8)$$

donde B y L son los números bariónicos y leptónicos respectivamente y S es el espín de la partícula. Se desprende que las partículas de SM tienen paridad R positiva, mientras que las supercompañeras tienen paridad R negativa. La conservación de la paridad R tiene sus consecuencias, entre las cuales se

Supermultipletes Quirales			
Contenido	$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$	Espín 1/2	Espín 0
quarks-squarks	$(3, 2, \frac{1}{6})$	(u_L, d_L)	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$
	$(3, 1, -\frac{2}{3})$	\bar{u}_R	\tilde{u}_R^*
	$(3, 1, \frac{1}{3})$	\bar{d}_R	\tilde{d}_R^*
leptones-sleptones	$(1, 2, -\frac{1}{2})$	(ν_L, e_L)	$(\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L)$
	$(1, 1, 1)$	\bar{e}_R	\tilde{e}_R^*
Higgsinos-Higgses	$(1, 2, \frac{1}{2})$	$\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0$	H_u^+, H_u^0
	$(1, 2, -\frac{1}{2})$	$\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-$	H_d^0, H_d^-
Supermultipletes de Gauge			
Contenido	$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$	Espín 1	Espín 1/2
gluon-gluino	$(8, 1, 0)$	g	\tilde{g}
Bosones W-Winos	$(1, 3, 0)$	W^\pm, W^0	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$
Bosón B-Bino	$(1, 1, 0)$	B	\tilde{B}
Supermultipletes de Gravitón			
Contenido	$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$	Espín 2	Espín 3/2
gravitón-gravitino	$(1, 1, 0)$	G	\tilde{G}

Tabla 1.1: Los supermultipletes quirales y de gauge del MSSM con sus representaciones en $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Sólo la primera generación de quarks y leptones son mostrados, para la segunda y tercera generación se tienen los mismo arreglos. El supermultiplete del gravitón está incluido por completitud.

han de destacar que las partículas supersimétricas en un colisionador de hadrones se producen de a pares, y la existencia de al menos una partícula estable, a la que se denomina Partícula Supersimétrica más Liviana (LSP, del inglés *Lightest Supersymmetric Particle*), en la que decaerían el resto de las partículas supersimétricas. Debido a la paridad R, la LSP no puede decaer a partículas más livianas del SM. Esta partícula, bajo ciertas suposiciones, puede ser un candidato a Materia Oscura. Además, si se producen partículas supersimétricas en un colisionador de hadrones, la LSP escaparía del detector dejando como resultado una cantidad de energía pérdida.

Existen modelos en los que la paridad R no se conserva [37]. A estos modelos se los conoce como modelos con violación de paridad R. En lo que sigue de esta tesis se considerará que la paridad R se conserva.

1.2.3. SUSY como una simetría rota

Una conclusión inmediata que surge de la sección anterior es que, aún en la realización más simple de SUSY, se espera la existencia de nuevas partículas con masa igual a sus contrapartes del SM. Ya que dichas partículas no han sido observadas en la naturaleza, se supone que la supersimetría está rota, a través de un mecanismo desconocido, a alguna escala Λ . Se ha demostrado [46] que SUSY puede ser rota explícitamente con la inclusión de rompimientos *soft* de SUSY en el lagrangiano. En este caso y suponiendo que las escalas de masa de SUSY están en el orden del TeV, la solución al problema de jerarquía se mantiene.

En el MSSM, el rompimiento de la simetría electrodébil se da de manera análoga a la del SM, ya que el MSSM describe dos dobletes de Higgs, cada uno con un VEV distinto a cero. La razón entre los VEV, es parametrizada como $\tan \beta$, y el signo del término de masa de los Higgsinos en el superpotencial es denotado como $\text{signo}(\mu)$. Estos parámetros son importantes para controlar el comportamiento de la

teoría. Tres de los ocho grados de libertad originales en los supermultipletes del Higgs son absorbidos por los bosones de gauge para adquirir sus polarizaciones longitudinales y masas, mientras que los grados de libertad restantes son asociados a los cuatro bosones de Higgs escalares (h^0, H^0, H^\pm) y al pseudo escalar A . SUSY impone ciertos requerimientos en las masas de los bosones de Higgs, y con la inclusión de las correcciones radiativas, se estima un límite superior para la masa del bosón de Higgs más liviano h^0 en 140 GeV [41]. Este límite es compatible con el reciente descubrimiento del bosón de Higgs en el LHC con una masa aproximada de 125 GeV. Si se hace coincidir el bosón de Higgs más liviano del MSSM con el bosón descubierto, se pueden imponer criterios más estrictos a los parámetros del MSSM [47].

Con la simetría electrodébil rota, algunas mezclas de los campos de SUSY dan lugar a nuevos autoestados de masa. Los dos estados gauginos neutros, wino neutro \tilde{W}^0 y bino \tilde{B} , y dos Higgsinos neutros, \tilde{H}_u^0 y \tilde{H}_d^0 , se mezclan para formar los neutralinos ($\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$). De manera similar, los winos cargados se mezclan con los Higgsinos cargados para formar los charginos ($\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$). Los super índices de los neutralinos y charginos se ordenan por el valor de las masas de los mismo, siendo así $\tilde{\chi}_1^0$ y $\tilde{\chi}_1^\pm$ el neutralino y el chargino más liviano, respectivamente. Finalmente, las mezclas de los sfermiones se suponen generalmente, sólo para la tercera generación. Esto se debe a que tienen un gran acoplamiento de Yukawa y se mezclan para formar nuevos autoestados de masa, mientras que las generaciones más livianas de fermiones se consideran casi degeneradas y constituyen sus propios estados de masa. En la Tabla 1.2 están catalogados los autoestados de masa, las nuevas partículas predichas por el MSSM [37], junto con los campos relevantes de SUSY que se mezclan para producirlos.

Nombre	Espín	P_R	Autoestado de Gauge	Autoestado de Masa
bosón de Higgs	0	+1	$H_u^0, H_u^+, H_u^-, H_d^-$	h^0, H^0, A^0, H^\pm
squarks	0	-1	$\tilde{u}_L, \tilde{u}_R, \tilde{d}_L, \tilde{d}_R$ $\tilde{s}_L, \tilde{s}_R, \tilde{c}_L, \tilde{c}_R$ $\tilde{t}_L, \tilde{t}_R, \tilde{b}_L, \tilde{b}_R$	los mismos los mismos $\tilde{t}_1, \tilde{t}_2, \tilde{b}_1, \tilde{b}_2$
sleptones	0	-1	$\tilde{e}_L, \tilde{e}_R, \tilde{\nu}_e$ $\tilde{\mu}_L, \tilde{\mu}_R, \tilde{\nu}_\mu$ $\tilde{\tau}_L, \tilde{\tau}_R, \tilde{\nu}_\tau$	los mismos los mismos $\tilde{\tau}_1, \tilde{\tau}_2, \tilde{\nu}_\tau$
neutralinos	1/2	-1	$\tilde{B}, \tilde{W}, \tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0$	$\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$
charginos	1/2	-1	$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}_u^\pm, \tilde{H}_d^\pm$	$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$
gluinos	1/2	-1	\tilde{g}	los mismos
gravitino	3/2	-1	\tilde{G}	el mismo

Tabla 1.2: Partículas contenidas en el MSSM. Se considera que no existe mezcla en las dos primeras generaciones de sfermiones

Para que la teoría incluya la interacción gravitatoria, SUSY debe ser una simetría local [37]. Esta teoría, denominada supergravedad, incluye al gravitón y su compañero supersimétrico, el gravitino \tilde{G} , que adquiere masa una vez rota SUSY. La ruptura espontánea de SUSY, debida a un VEV distinto a 0, provee a la teoría de un goldstino al igual que el bosón de Nambu-Goldstone en el mecanismo de Higgs en la ruptura espontánea de simetría electrodébil. En el mecanismo de “super-Higgs”, el gravitino absorbe al goldstino y adquiere una masa dada por:

$$m(\tilde{G}) = \frac{F_0}{\sqrt{3}m_P} \quad (1.9)$$

donde m_P es la masa de Plank. Debido a que F_0 representa la escala de rompimiento de SUSY, si SUSY está rota a una escala relativamente baja se espera que el gravitino tenga una masa baja y sea la LSP.

Se han propuesto muchos mecanismos de rupturas suaves de SUSY. En la mayor parte de estas teorías, el denominado “sector oculto” comprende a los campos que no tienen ningún acoplamiento a un superpotencial con el “sector visible” contenido por el MSSM. La ruptura de SUSY ocurre en el sector oculto y, debido a los “campos mensajeros”, es comunicado al MSSM. La naturaleza de estos campos mensajeros da lugar a distintas clases de teorías. Un ejemplo de ellas, en modelos de rompimiento de SUSY mediado por la gravedad, el rompimiento es mediado por las interacciones gravitatorias. A este modelo se lo conoce con mSUGRA por sus siglas en inglés *minimal Super GRAvity*. En el caso de ruptura de SUSY mediada por bosones de gauge, las interacciones de gauge del SM son utilizadas. A este modelo se lo denomina GMSB, por sus siglas en inglés *Gauge Mediated Supersymmetry Breaking*. La búsqueda realizada en esta tesis está motivada por un modelo de GMSB.

1.2.4. Rompimiento de Supersimetría GMSB

Como se mencionó más arriba, los modelos GMSB [18–23] son modelos de rompimiento de SUSY suaves en los que el rompimiento de la simetría ocurre a la escala del TeV y es transmitida a las partículas del MSSM del sector visible a través de un campo mensajero que transforma como una representación ordinaria del grupo de gauge del SM ($SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$). Las partículas mensajeras adquieren masa en el sector oculto a través de acoplamientos de Yukawa con el supercampo goldstino, que es generado debido al VEV no nulo producto del rompimiento de SUSY. La masa de la partícula mensajera es caracterizada por una escala de masa global M_m y un parámetro \sqrt{F} , donde F es el valor de expectación de un campo auxiliar que determina la magnitud del rompimiento de supersimetría en el vacío.

La segunda partícula supersimétrica más liviana después de la LSP, denominada NLSP por sus siglas en inglés, define la fenomenología de estos modelos debido a que, generalmente, las partículas producidas decaen a la NLSP que a su vez decae en su partícula compañera del SM y gravitinos. Dependiendo de los parámetros de rompimiento de SUSY, el tiempo de vida de la NLSP puede ser de largo, mediano o de corta duración. En el caso que tenga un tiempo de vida corto, el decaimiento de la NLSP a la LSP podrá ser detectado como la partícula compañera del SM de la NLSP y energía perdida. En el caso que el decaimiento sea de larga duración, la NLSP escaparía del detector dejando una señal en el mismo: una traza si es una partícula cargada, o sería completamente invisible si es un neutralino. En este último caso se la podría detectar considerando el desbalance de energía. Finalmente en el escenario en que el tiempo de vida sea mediano, se producirían señales *non-pointing*, esto quiere decir que la partícula compañera del SM no sería producida en un vértice primario, sino en un vértice desplazado.

Para poder hacer un análisis fenomenológico dentro del contexto de GMSB de una forma no tan dependiente del modelo, pero con un correcta base teórica, se propone un marco lo más general posible para describir los efectos de un sector oculto arbitrario, definiendo al mecanismo de mediación por campos de gauge como: en el límite en que las constantes de acoplamiento del MSSM $\alpha \rightarrow 0$, la teoría se desacopla en el MSSM y un sector oculto separado que rompe SUSY. A este marco general se lo conoce como General Gauge Mediation o GGM [24, 48]. El conjunto de parámetros independientes de GGM está compuesto por las tres masas complejas de gauginos M_1 , M_2 y M_3 , y tres parámetros reales que controlan las masas de los cinco sfermiones $m_{Q,U,D,L,E}$. En GGM la NLSP puede ser cualquier partícula. En esta tesis en particular, se realiza un estudio en un escenario de co-NLSP donde los neutralinos y charginos más livianos son casi degenerados en masa y son “wino-like”, esto quiere decir

que los estados de masa de $\tilde{\chi}_1^0$ y $\tilde{\chi}_1^\pm$ están compuestos principalmente por winos, por lo que se los puede referir como \tilde{W}^0 y \tilde{W}^\pm respectivamente. Estas búsquedas están motivadas desde un punto de vista teórico [25–27]. Al estar $\tilde{W}^{\pm,0}$ tan cerca en masa una de otras van a decaer en su compañeros de SM y un gravitino. En el caso del \tilde{W}^\pm su compañero del SM son los bosones W^\pm , mientras que en el caso del \tilde{W}^0 podría decaer tanto a un bosón Z , como a un fotón γ como resultado de la mezcla en el sector débil. Para el caso de masas del \tilde{W}^0 altas, la tasa de decaimiento $\tilde{W}^0 \rightarrow Z\tilde{G}$ se aproxima a $\cos^2\theta_W$, mientras que $\tilde{W}^0 \rightarrow \gamma\tilde{G}$ se aproxima a $\sin^2\theta_W$. Sin embargo a bajas masas de \tilde{W}^0 , el decaimiento al bosón Z se empieza a aproximar a cero, por lo que la tasa de decaimientos al γ se incrementa. En la figura 1.2 se observa como evolucionan las tasas de decaimiento del neutralino más liviano a medida que la masa de este aumenta.

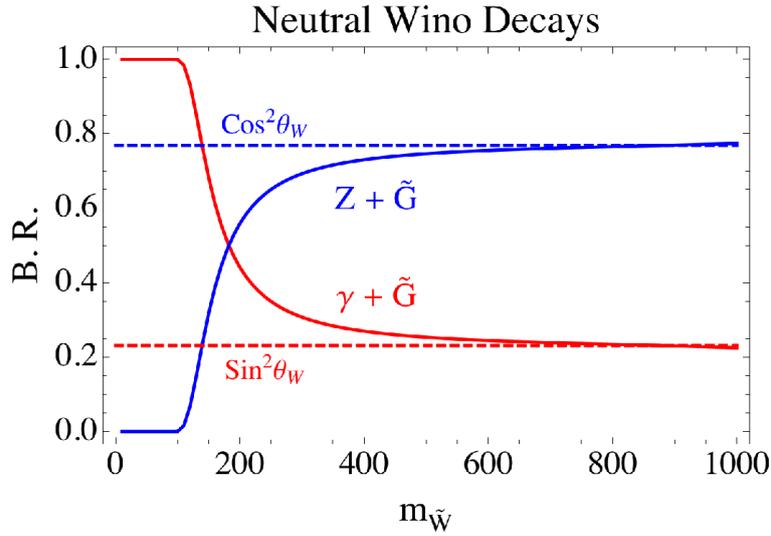


Figura 1.2: Evolución de las tasas de decaimiento a fotón más gravitino y a Z más gravitino en función de la masa del wino neutro. Se observa que a medida que aumenta la masa, la tasa de decaimientos a $Z + \tilde{G}$ va en aumento hasta llegar a un valor de $\cos^2\theta_W$, mientras que la tasa de decaimiento a $\gamma + \tilde{G}$ decrece hasta un valor de $\sin^2\theta_W$.

Esta tesis se focalizará en la búsqueda de señal consistente en un fotón, un electrón o un muón y energía perdida. Esta señal proviene de la producción de $\tilde{W}^0\tilde{W}^\pm$, con los bosones W^\pm , producto del decaimiento de los \tilde{W}^\pm , decayendo leptónicamente y \tilde{W}^0 decayendo a $\gamma\tilde{G}$. Solamente se considerarán decaimientos con tiempos de vidas cortos.

El mecanismo de producción de \tilde{W} se puede categorizar en “fuerte” o “electrodébil”. Suponiendo conservación de paridad R, las spartículas se producirán de a pares. En el caso de la producción fuerte se espera la producción de pares $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{g}\tilde{q}$ o $\tilde{q}\tilde{q}$, y que estos a su vez decaigan a \tilde{W} al final de la cadena de producción. En el caso de la producción electrodébil los sfermiones \tilde{W} son producidos directamente a través de procesos análogos a la producción electrodébil de dos bosones en el SM. En la Figura 1.3 puede verse un ejemplo para cada categoría de decaimiento. Los tasas de producción relativas de cada una de las categorías dependen de la masa de los winos, gluinos y squarks.

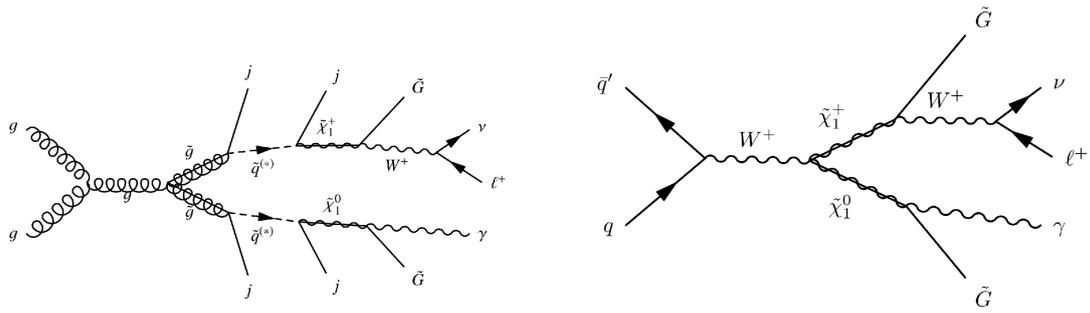


Figura 1.3: Se muestran dos ejemplos de cadenas de producción de la señal $\tilde{W}^0 \tilde{W}^\pm$. En el diagrama de la izquierda se muestra un ejemplo de producción fuerte y en el de la derecha de uno débil.

LHC Y EL EXPERIMENTO ATLAS

2.1. LHC

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC, del inglés *Large Hadron Collider*) [1,49,50] es un acelerador de partículas circular del CERN, Organización Europea de Investigación Nuclear, ubicado en la frontera entre Francia y Suiza, cerca de Ginebra. Actualmente, el LHC, con sus 27 kilómetros de circunferencia, es el acelerador con mayor energía de centro de masa en el mundo y fue diseñado para funcionar tanto con haces de protones como iones pesados. Dentro del LHC, circulan dos haces de partículas en direcciones opuestas que se cruzan en 4 puntos y proveen de colisiones a los experimentos ATLAS [2], CMS [51], LHCb [52] y ALICE [52], distribuidos a lo largo de su perímetro. ATLAS y CMS son los dos detectores más grandes, experimentos multipropósitos, mientras que LHCb y ALICE son experimentos especializados, el primero diseñado para estudiar la física del quark b y el segundo para colisiones de iones pesados. El trabajo presentado en esta tesis fue realizado utilizando el detector ATLAS, descrito con mayor detalle en la Sección 2.2.1. En la Sección 2.1.1, se presentan algunos conceptos generales de los aceleradores de partículas y se describen brevemente el diseño y la operación del LHC durante la toma de datos considerada en esta tesis.

2.1.1. Aceleradores: Conceptos generales

La mayoría de los aceleradores modernos proveen haces formados por paquetes o grupos de partículas. En los aceleradores tipo sincrotrón, se utilizan cavidades de radio frecuencia (RF) para acelerar las partículas. El campo electromagnético oscila en las cavidades a una frecuencia adecuada al paso de las partículas para acelerarlas. Las partículas se agrupan en los mínimos de las ondas electromagnéticas. A estas depresiones se las denomina *buckets* de RF debido a que en ellas quedarán atrapadas los grupos de partículas [53]. En aceleradores circulares, las partículas pueden pasar en múltiples ocasiones a través de las cavidades y, de esta manera, incrementan su energía en forma gradual hasta llegar al límite de energía de diseño. Las partículas permanecen en sus trayectorias circulares por acción de campos magnéticos previamente ajustados, usualmente, provisto por dipolos magnéticos. También se utilizan multipolos magnéticos para la focalización y correcciones del haz en la dirección transversal.

A medida que las partículas se mueven a lo largo de su trayectoria nominal, s , experimentan “oscilaciones betatrón” en la dirección transversal. La amplitud de esas oscilaciones es descripta por la función beta, $\beta(s)$, que depende de la configuración de los multipolos en el acelerador. El tamaño del haz en la dirección transversal se caracteriza por su RMS y bajo la suposición de una distribución gaussiana, se utiliza la desviación estándar, σ . Habitualmente, se utiliza una desviación estándar para definir la “emitancia transversal” como:

$$\epsilon \equiv \pi \frac{\sigma^2(s)}{\beta(s)} \quad (2.1)$$

También es útil definir la “emitancia normalizada” como $\epsilon_n = \beta_r \gamma_r \epsilon$, donde β_r y γ_r son las usuales funciones relativistas.

En las investigaciones en física de altas energías, una de las propiedades más importantes de los aceleradores de partículas es la energía de centro de masa denotada como \sqrt{s} . Para colisionadores de partículas simétricos, el límite superior de su energía de centro de masa es la suma de la energía de los haces individuales. En un acelerador de radio R , la energía del haz viene dada por:

$$p[\text{TeV}] = 0.3 \times B[\text{T}] \times R[\text{km}] \quad (2.2)$$

donde B es el campo magnético que mantiene a las partículas cargadas en la órbita de radio R .

Debido a esto, en los aceleradores de partículas modernos se emplean tecnologías de frontera como imanes superconductores. La máxima energía que se puede obtener en un colisionador circular está también limitada por la pérdida de energía debida a la radiación de sincrotrón, que es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la masa de la partícula acelerada.

Un parámetro igualmente importante en un colisionador es su luminosidad instantánea \mathcal{L} , que es proporcional a la tasa de producción de partículas para cualquier proceso. El número total de eventos esperados para un proceso con una sección eficaz σ_{proceso} es:

$$N = \sigma_{\text{proceso}} \times \int \mathcal{L}(t) dt \quad (2.3)$$

donde al factor integral se lo conoce como luminosidad integrada. La luminosidad instantánea en un colisionador puede, en principio, ser calculada a partir de las características del haz. En un colisionador circular, los dos haces se cruzan en uno o más puntos de interacción (PI). Para un acelerador con dos haces similares girando alrededor del anillo con frecuencia f_{rev} , la luminosidad en el PI viene dada por:

$$\mathcal{L} = f_{\text{rev}} \frac{N_b^2 n_b \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta} F \quad (2.4)$$

donde N_b es el número de partículas en un grupo, n_b es el número de grupos por haz, γ_r es el factor relativista, ϵ es la emitancia normalizada y β es la función beta en el PI [53]. Finalmente, F es un factor geométrico debido a que los haces se cruzan a un ángulo distinto de cero. A partir de estas ecuaciones, se evidencia que para alcanzar la máxima luminosidad en un colisionador es necesario que cada grupo contenga un gran número de partículas con emitancia baja. Además, se necesita ajustar la óptica de los haces para obtener bajos valores de la función amplitud en los PI.

La determinación de la luminosidad a partir de la ecuación 2.4, utilizando las características del haz en el PI, no se realiza durante la toma de datos ya que puede causar interferencias no deseadas. Además, la precisión de este método es bastante pobre, con una incerteza superior al 10%. Para medir la luminosidad absoluta se realizan pruebas especializadas llamadas *van der Meer Scans* [54]. Estos métodos generalmente se basan en el conocimiento de la sección eficaz y la medición de la tasa observada para un determinado proceso. Para un colisionador $p p$ (protón-protón), la ecuación 2.3 puede ser escrita como:

$$\mathcal{L} = \frac{R_{\text{inel}}}{\sigma_{\text{inel}}} \quad (2.5)$$

donde R_{inel} es la tasa de colisiones inelásticas y σ_{inel} es la sección eficaz $p p$ inelástica. La ecuación anterior puede reformularse como:

$$\mathcal{L} = \frac{\mu n_b f_{\text{rev}}}{\sigma_{\text{inel}}} \quad (2.6)$$

donde $\mu = \langle N_{\text{inel}}/n_b \rangle$ es el número promedio de interacciones inelásticas por cruce de grupos. Las ecuaciones anteriores se utilizan con frecuencia en la determinación de la luminosidad instantánea e integrada por los experimentos, en particular en el experimento ATLAS.

2.1.2. Diseño y operación del LHC

El LHC está construido en el mismo túnel que anteriormente albergó al colisionador electrón-positrón, LEP, que operó desde 1989 hasta 2000. El túnel tiene una circunferencia de aproximadamente 27 km y se encuentra a una profundidad de entre 45 y 170 metros, en un plano con una pendiente de 1.4 %. La disponibilidad de este túnel ya excavado, y la reducción de costos asociada con su uso, fue un factor significativo en la decisión de diseñar y construir el LHC en él mismo.

El LHC es un sincrotrón de dos anillos [55, 56] diseñado para acelerar protones a energías de hasta 7 TeV, así como iones pesados a energías de hasta 2.76 TeV por nucleón. Los detalles del programa de iones pesados no son relevantes para el trabajo presentado en esta tesis y no serán discutidos en lo que sigue. El LHC no es un círculo perfecto, está formada por ocho segmentos curvos y ocho rectos. Los curvos contienen imanes dipolares que se utilizan para mantener las partículas en la órbita circular. En tanto el contenido de los segmentos rectos depende de su uso específico, que incluye la instalaciones de inyección y descarga, y los PI, donde los haces son dirigidos para cruzarse y proporcionar colisiones a los cuatro experimentos. Los grupos de partículas en los dos haces se disponen y cronometran para proporcionar mayor luminosidad instantánea a los dos experimentos de propósito general, ATLAS y CMS, en comparación con los experimentos especializados, LHCb y ALICE.

Los colisionadores partícula-antipartícula como LEP o Tevatron [57] pueden contener los dos haces rotando en direcciones opuestas compartiendo la misma línea del haz con diferentes órbitas, mientras que en aceleradores como LHC se necesitan dos anillos separados. Debido al tamaño limitado del túnel donde se encontraba LEP, que tiene un diámetro de 3.7 metros en las partes curvas, la construcción de dos anillos totalmente separados no era posible, por lo que se optó por el desarrollo de dipolos magnéticos con dos orificios que provean un campo magnético uniforme con direcciones opuestas al centro de cada una de las dos líneas de haces, compartiendo el mismo recipiente frío. El LHC utiliza 1232 dipolos magnéticos para curvar los haces y 392 cuadrupolos para la focalización de los mismos. Otros tipos de imanes completan el sistema de óptica de los haces. Los imanes dipolares emplean bobinas que utilizan cables de niobio-titanio (NbTi) y el helio en estado superfluido se utiliza para enfriar los imanes a 1.9 K. A esta temperatura, con una corriente eléctrica de 11.85 kA, los dipolos son capaces de proporcionar el campo magnético de 8.33 T requerido para el funcionamiento a 7 TeV por haz.

Los aceleradores preexistentes en el complejo CERN, Figura 2.1, actúan como preacelerados e inyectores de los haces en el LHC. Los protones son obtenidos extrayendo los electrones de un gas hidrógeno molecular y son inicialmente acelerados a una energía de 50 MeV por el acelerador lineal LINAC 2. Luego, los protones alimentan una serie de aceleradores circulares que van incrementando su energía hasta la energía de inyección del LHC de 450 GeV. Los protones del LINAC 2 se dividen en los cuatro anillos superpuestos del Proton Synchrotron Booster (PSB) donde obtienen una energía de 1.4 GeV. Posteriormente se inyectan al Proton Synchrotron (PS) donde los protones se ensamblan en trenes de grupos de partículas. Cada grupo contiene 1.15×10^{11} protones nominalmente y ellos se encuentran separados por aproximadamente 25 ns. La energía de los protones se incrementa a 25 GeV y, en el último paso de la cadena de inyección, típicamente se suministran tres o cuatro trenes de grupos de partículas al Super Proton Synchrotron (SPS), los protones se aceleran a 450 GeV en el SPS y se inyectan a uno de los anillos del LHC. El procedimiento se repite normalmente 12 veces para llenar un anillo con un total de 2808 grupos nominalmente, ensamblados en trenes de grupos de partículas. Cuando los dos anillos del LHC se llenan, la energía de los haces aumenta hasta su máximo, en un procedimiento que toma alrededor de 20 minutos. Luego de algunos ajustes en los haces (por ejemplo, reducción del tamaño del haz para aumentar la tasa de colisión por cruce), empiezan a cruzarse y se declaran haces estables. Los experimentos empiezan entonces la toma de datos para los análisis físicos.

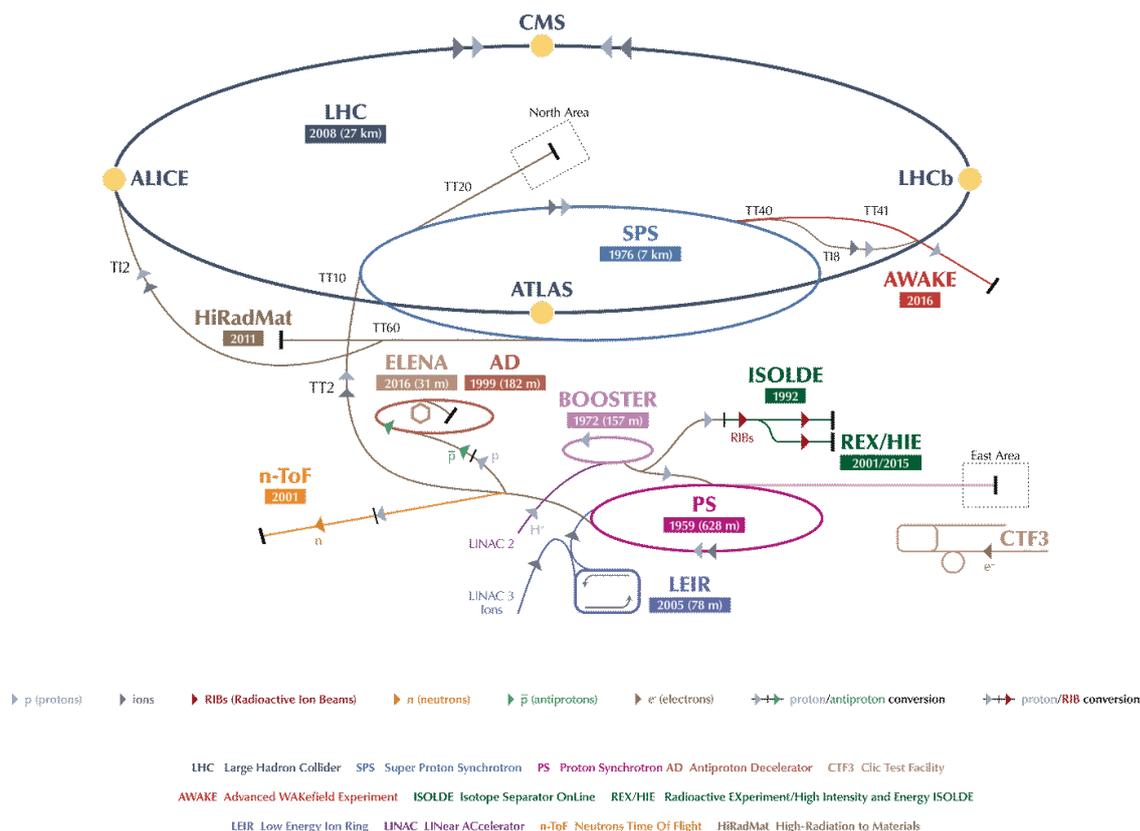


Figura 2.1: Esquema del complejo de aceleradores en CERN y la ubicación relativa en el experimento. Además, se muestran experimentos adicionales ubicados dentro de CERN.

Los haces se van “agotando” lentamente mientras circulan y proporcionan colisiones en los PI. La vida útil de los haces es del orden de 10 horas, luego de este tiempo los haces se descargan y la energía del LHC empieza a disminuir para preparar el acelerador para una nueva recarga.

El LHC emplea ocho cavidades superconductoras RF por haz, que utilizan tecnología niobio sobre cobre. Cada una provee un campo acelerador de 5 MV/m. El acelerador opera con un sistema de RF de 400 MHz, lo que se traduce en *buckets* RF de 2.5 ns de ancho. Como se describió en la Sección anterior, los buckets llenos contienen y restringen la grupos de protones. Se dispone de un número de *buckets* vacíos entre las sucesiones de grupos de partículas para contar con el tiempo necesario para la inyección y descarga, además de proporcionar la separación mínima de 25 ns entre los buckets llenos. La separación mínima entre los grupos corresponde a una frecuencia máxima de cruce de 40 MHz, a la que se sincronizan todos los experimentos. Como se discutirá en el capítulo siguiente, durante los períodos 2011, 2012 y principios de 2015, se utilizó en la toma de datos un espaciado mínimo entre grupos de 50 ns. En 2015 y 2016 se llegó a la separación de diseño de 25 ns. Se espera que en los cruces de grupos vacíos no haya colisiones, que es necesario al momento de estimar el fondo sin colisiones durante la toma de datos.

Como consecuencia del poco espacio entre cruces de haces, existe la posibilidad de tener un evento disparado en un cruce particular que se superponga con cruces vecinos. Este fenómeno se conoce como *out-of-time pileup*. Un fenómeno similar es el *in-time pileup* donde se producen muchas interacciones $p p$ en el mismo cruce de grupos. El fenómeno de apilamiento (*pileup* en inglés) puede tener un efecto perjudicial al momento de la identificación y reconstrucción de objeto físicos en los detectores, ya que los eventos se originan en diferentes vértices de interacción que se superponen con eventos de interés. Los efectos y el impacto potencial del *pileup* son estudiados y se tienen en cuenta al momento de computar los resultados de los análisis.

2.1.3. Condiciones de operación durante los períodos 2012 y 2015-2016

Los análisis presentados en esta tesis se realizaron con parte de la toma de datos del *Run 1* y *Run 2*. *Run 1* comprende el período entre 2011 y 2012, mientras que *Run 2* entre 2015 y 2018. En esta tesis solo se consideran los datos recolectados en 2012 y 2015-2016. Durante el primer período considerado, el LHC funcionó a una energía de centro de masa de 8 TeV, mientras que en el período 2015-2016 la energía fue de 13 TeV. Las altas luminosidades integradas y los altos picos en luminosidades instantáneas asociadas se consiguen con un compromiso en el *in-time pileup*. Como se mencionó más arriba, durante el período 2012, el LHC funcionó con una separación entre grupos de partículas de 50 ns. Este número disminuyó a 25 ns en el período 2015-2016 aumentando el número medio de interacciones por cruces μ . En las Figuras 2.2, se observan las distribuciones de μ para ambos períodos. En 2012, el número medio de interacciones por cruce fue de 20.7, mientras que para el período 2015-2016 fue de 23.7.

2.2. El experimento ATLAS

ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) es el mayor de los cuatro experimentos que se encuentran a lo largo de LHC. En esta Sección, se dará una descripción general de detector. Las descripciones detalladas del diseño y funcionamiento del detector están disponibles en la referencia [2].

2.2.1. Descripción general del detector ATLAS

El detector ATLAS es un aparato multipropósito diseñado para explotar todas las posibilidades de nuevos descubrimientos en el LHC, con alta sensibilidad a una amplia selección de procesos físicos. Los objetivos físicos y las condiciones desafiantes del LHC imponen rigurosos requisitos para el detector en términos de rendimiento y funcionamiento.

El detector ATLAS tiene una geometría cilíndrica, con un diámetro aproximado de 25 metros y una longitud de 44 metros como se muestra en la Figura 2.3, consistente de una serie de subdetectores y sistemas organizados en forma concéntrica. En la parte más interna del detector se encuentra el Detector Interno (ID), compuesto por el Detector de Píxeles, Detector Semiconductor de Trazas (SCT) y el Detector de Radiación de Transición (TRT). Rodeando el ID, se encuentra un solenoide, que provee un campo magnético ~ 2 T. El sistema de calorímetros rodea al solenoide y consiste, en la parte central, del calorímetro electromagnético de argón líquido y un calorímetro de tejas y, en la parte de tapas, de un calorímetro hadrónico de argón líquido y calorímetros *forward*. En la parte más externa de las capas de detectores se encuentra el Espectrómetro de Muones, compuesto de diferentes tecnologías de cámaras detectoras de muones, intercalado con el sistema de toroides que genera el campo magnético de ~ 4 T para curvar la trayectoria de los muones hacia el final de su pasaje por el detector. Finalmente ATLAS es completado con un sofisticado sistema de *trigger* y adquisición de datos (TDAQ).

Se define al punto de interacción nominal IP en el centro del detector, a este punto se lo toma como origen de coordenadas. La dirección del haz define el eje z y el plano $x - y$ es el transversal a la dirección del haz. El eje x se define desde el punto de interacción, apuntando al centro del anillo del LHC, y el eje y se define apuntando hacia arriba. El momento transversal p_T , la energía transversa E_T y la energía transversa perdida E_T^{miss} son definidas en el plano $x - y$. Si se usan coordenadas cilíndricas, el ángulo azimutal ϕ es medido con respecto al eje x positivo y el ángulo polar θ es medido con respecto al eje z positivo. En física de altas energías, la variable θ se reemplaza por la rapidez, debido a que esta última es invariante de Lorentz. La rapidez es definida como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.7)$$

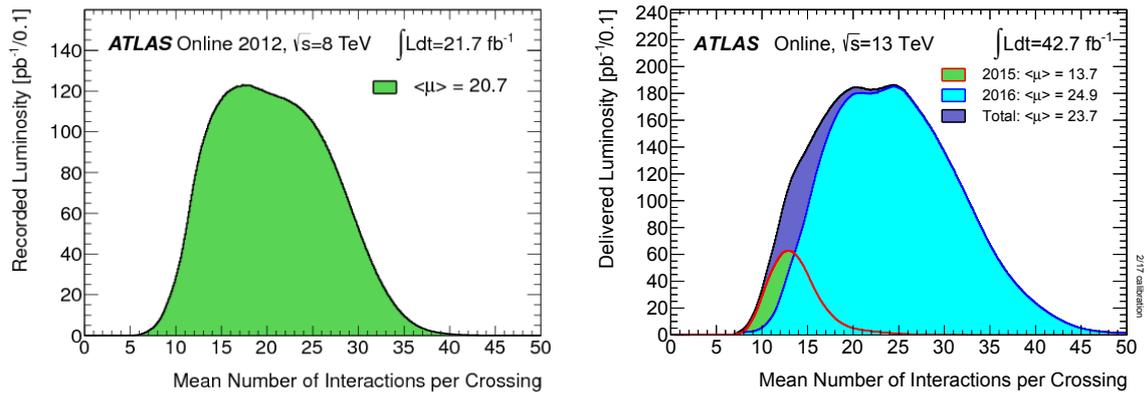


Figura 2.2: Distribución del valor medio del número de interacciones por cruce de haz (μ) durante la toma de datos en el año 2012 (izquierda) y en el período 2015-2016 (derecha) pesado con la luminosidad.

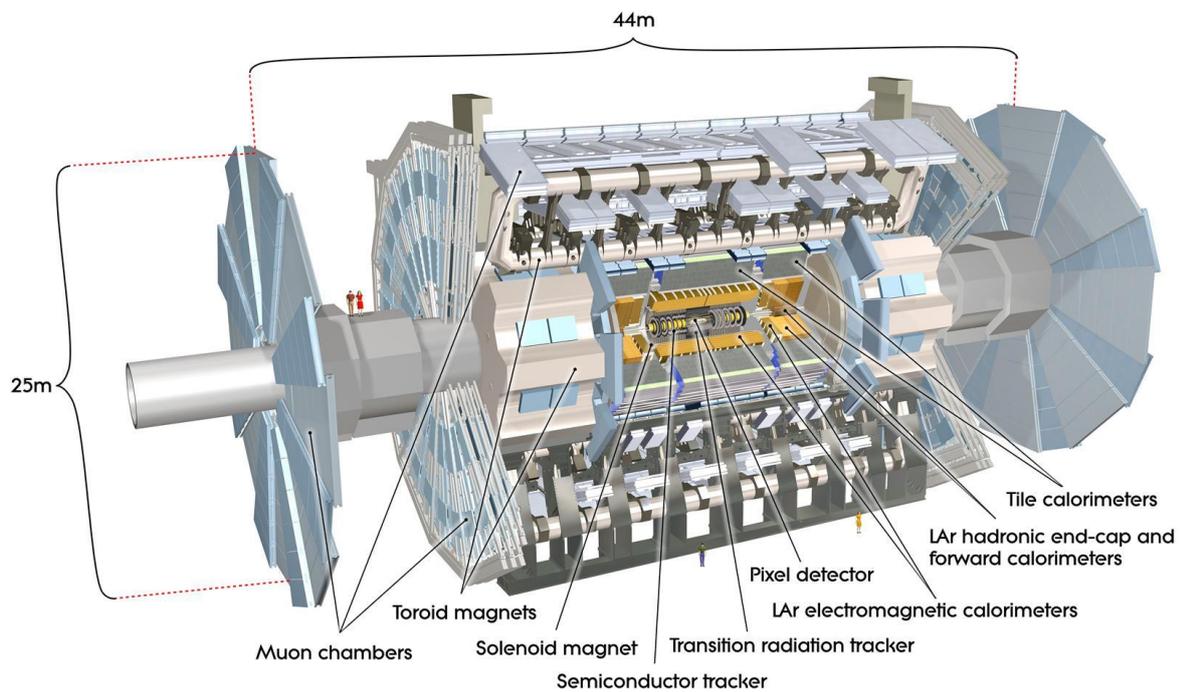


Figura 2.3: Esquema general del detector ATLAS, donde se muestran sus dimensiones y las capas de subdetectores que lo componen.

donde E es la energía total de la partícula y p_z es la componente longitudinal de su impulso. En el límite de altas energías esta cantidad se aproxima (en forma exacta para objetos no masivos) por la llamada pseudorapidez η relacionada con el ángulo polar θ como:

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.8)$$

La distancia en el espacio pseudorapidez-ángulo ϕ , ΔR , es utilizada para aparear objetos reconstruidos en el detector y se la define como:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (2.9)$$

2.2.2. Detector Interno

La función básica del detector interno de ATLAS [58, 59] es la reconstrucción de la trayectoria y el momento de partículas cargadas, que se encuentran por encima de un umbral mínimo, provenientes de la colisión. A partir del conjunto de trazas reconstruidas, se obtiene un conjunto de puntos de intersección entre estas a lo largo de la línea de los haces y se miden las posiciones de los candidatos de vértice primario (PV). El ID proporciona una medición de la posición en z del vértice primario con una resolución mayor a 1 mm. También se utiliza para medir con gran eficiencia la posición de los vértices de los productos de decaimiento de partículas con una vida media larga, como kaones neutrales o mesones que contienen quarks c y b . Además proporciona información de identificación de electrones hasta $|\eta| < 2$, en energías que van desde 0.5 GeV hasta 150 GeV.

El ID (Figura 2.4) tiene una longitud aproximada de 6.2 m y un diámetro de 2.1 m. Rodeando al ID se encuentra un solenoide superconductor que genera un campo central de 2 T. El ID está compuesto de tres secciones, una sección central y dos secciones de tapas, una a cada lado, con una cobertura de hasta 2.5 en pseudorapidez.

Detector de Píxeles (PD)

El subdetector más interno del ID es el PD, comprende tres capas en la sección central y tres capas con forma de disco en cada una de las secciones de tapa. Con esta configuración, se espera que el PD provea tres puntos de interacción para una partícula cargada saliendo del PI. Este subdetector cuenta con la granularidad más fina, proveyendo una resolución de 10 μm en la dirección $R - \phi$ y 115 μm en la dirección $R(z)$ para la capas en el centro (tapas) del subdetector. El tamaño nominal de un píxel es de 50 μm en la dirección ϕ y 400 μm en la dirección $z(R)$ en la región central (tapas). Las tres capas centrales están situadas en radios de $R_0 = 50.5$ mm, $R_1 = 88.5$ mm y $R_2 = 122.5$ mm, respectivamente. Los tres discos, están ubicados a cada lado en la zona de tapas, perpendicular a la dirección del haz en los puntos $|z_0| = 495$ mm, $|z_1| = 580$ mm y $|z_2| = 650$ mm. Cada capa cilíndrica y cada disco contiene un número diferente de píxeles, que se componen de sensores de silicio conectados a la electrónica de lectura, y esta a su vez al circuito de control. Cada módulo cuenta con 46080 canales electrónicos, teniendo un total de 81 millones de canales en el PD. Durante el período entre *Run 1* y *Run 2*, se instaló una nueva capa b móvil (IBL del inglés Insertable B-Layer [60]). La capa del IBL posee un radio de $R = 33.4$ mm y adiciona 12 millones de píxeles al sistema, aumentando la capacidad de identificación de los b .

Detector Semiconductor de Trazas (SCT)

El segundo subdetector del ID es el SCT, que utiliza sensores de microbandas de silicio. Con una geometría similar al PD, el SCT consiste en 4 capas en la zona central, con radios $R_3 = 299$ mm,

$R_4 = 371\text{mm}$, $R_5 = 443\text{mm}$ y $R_6 = 514\text{mm}$, y nueve discos de cada lado en la zona de tapas, ubicados en un rango entre $|z| = 853.8\text{m}$ y $|z| = 2720.2\text{m}$. Cada componente del SCT está compuesto por un número distinto de módulos: las superficies en la capas de la región central están recubiertas con 2112 módulos idénticos cuadrados, mientras que en la zona de tapas los discos están recubiertos con 1976 módulos con forma de cuña de 5 tipos diferentes. La mayoría de ellos consiste en dos capas de sensores, cada una con 768 bandas con una longitud aproximada de 12 cm. El SCT posee una precisión de $17\ \mu\text{m}$ en la coordenada $R - \phi$ y $580\ \mu\text{m}$ en la coordenada z y cubre un rango de pseudo rapidez de $|\eta| < 2.5$.

Detector de Radiación de Transición (TRT)

Finalmente, el detector más externo del ID es el TRT que consiste de más de 300000 tubos llenos de gas con un diámetro de 4 mm cada uno. En la zona central, los tubos poseen una longitud de 144 cm y están orientados de forma paralela al haz. En la región de tapas, los tubos cuentan con una longitud de 37 cm y se organizan en forma radial. La geometría es capaz de proveer una resolución de $170\ \mu\text{m}$ por tubo, hasta un valor de pseudo rapidez de $|\eta| = 2$, con 36 impactos por traza. El TRT también provee una identificación de las partículas a través de la radiación de transición de los fotones producidos en un radiador de polipropileno intercalado con los tubos. La radiación de transición de los fotones es absorbida por el gas de los tubos, incrementando la amplitud de la señal de ionización. Los electrones que atraviesa el TRT producen más fotones por radiación de transición que los hadrones cargados, como los piones, por lo tanto se espera que las señales tengan una mayor amplitud.

2.2.3. Calorímetros

El propósito del sistema de calorímetros de ATLAS es medir la energía y la posición de las partículas, además de ayudar a su identificación. En la Figura 2.5 se observa un esquema del sistema de calorímetros de ATLAS. Este sistema contribuye a precisar la estimación de la energía transversal perdida. Para cumplir con las especificaciones del diseño, el calorímetro puede medir una energía de 100 GeV en un clúster EM con una resolución del orden de 1 %, dependiendo de η . De manera similar, para un jet con una energía de 100 GeV, la resolución de diseño esperada es del orden del 6 %.

El sistema de calorímetros cubre un rango de pseudo-rapidez de $|\eta| < 4.9$. Los calorímetros de argón líquido, LAr, son utilizados para la detección de objetos EM, como electrones y fotones, hasta $|\eta| = 3.2$, y para los objetos hadrónicos en un rango de $|\eta|$ de 1.5 a 4.9. Los calorímetros hadrónicos con $|\eta| < 1.7$ son calorímetros de acero/tejas centelladoras. El espesor del calorímetro EM en términos de longitud de radiación X_0 es de $22X_0$ en la región central y más de $24X_0$ en la región de tapas, mientras que en términos de longitud de interacción λ todo el calorímetro tiene un espesor de $\sim 11\lambda$.

Sistema calorímetro de argón líquido

En ATLAS, el calorímetro electromagnético EM se divide en dos regiones, la región central ($|\eta| < 1.475$) y la región de tapas ($1.375 < |\eta| < 3.2$). El calorímetro EM es un calorímetro de muestreo de argón líquido (LAr) con electrodos de kaptón en forma de acordeón y planchas absorbentes de plomo. Además, cuenta con una capa de premuestreo adicional de LAr que cubre una región de $|\eta| < 1.8$, permitiendo correcciones por pérdida de energía debidas a la presencia de material. La región central del calorímetro EM, por sus siglas en inglés EMB [61], consiste en dos mitades que comparten el mismo sistema de criogenia. Cada mitad tiene un largo de 3.2 m y un radio interior (exterior) de 1.4 m (2 m). El calorímetro electromagnético de las tapas, por sus siglas en inglés EMEC [62], se compone de dos ruedas una a cada lado del EMB. Cada rueda se encuentra en un sistema criostático independiente, junto con el detector de tapa hadrónico y los calorímetros *forward* descritos más

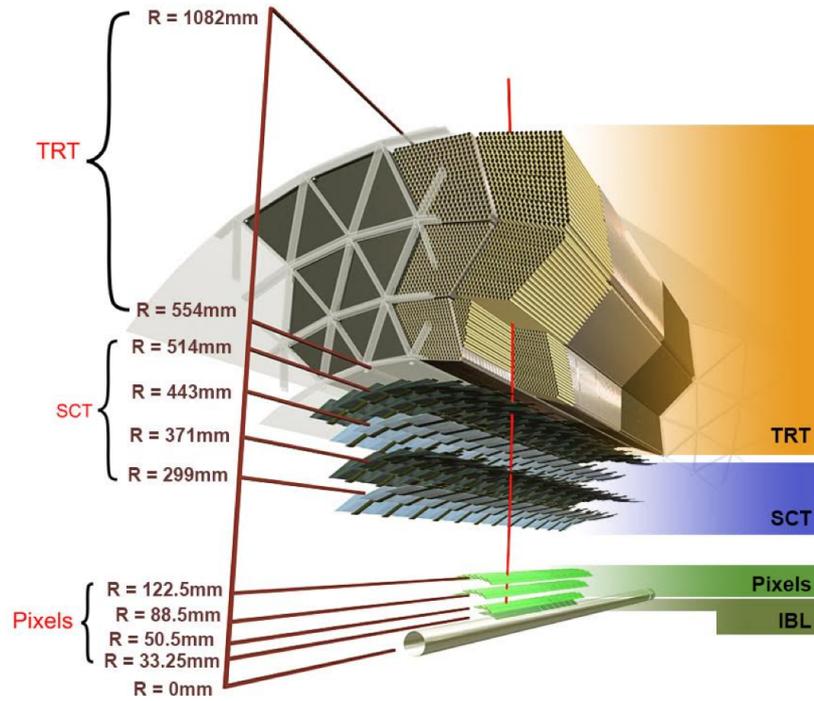


Figura 2.4: Corte transversal en el detector donde se muestran las capas de subdetectores dentro del ID.

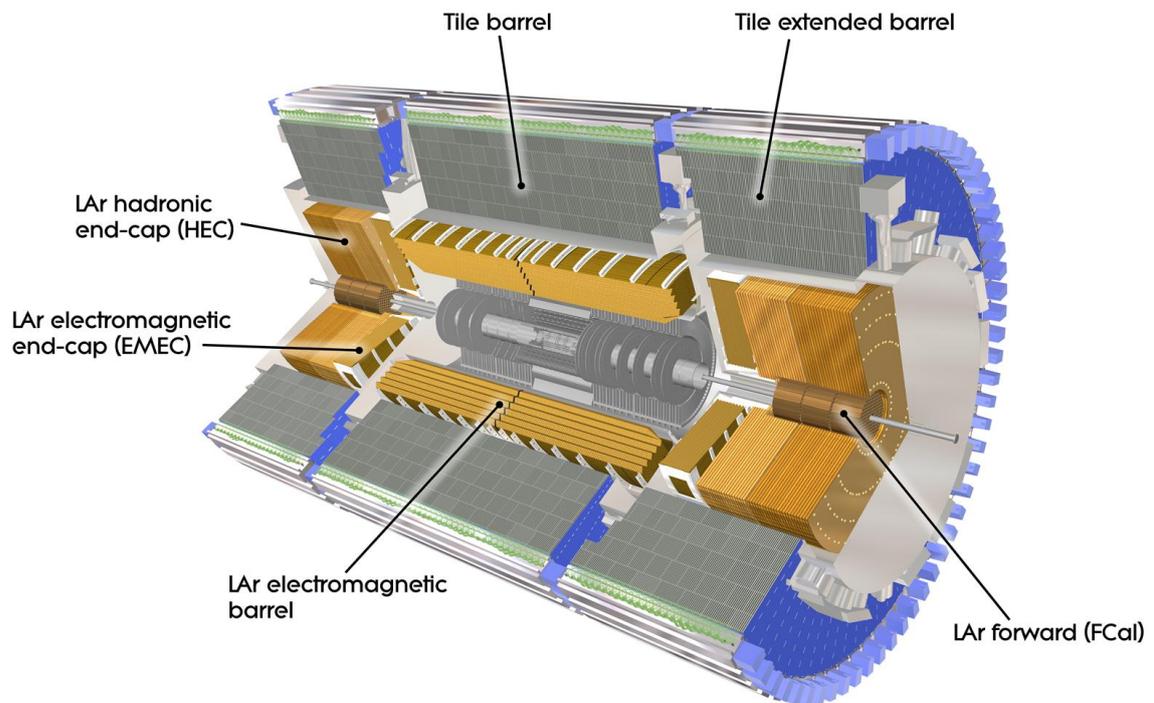


Figura 2.5: Sistema calorímetro de ATLAS.

adelante. Cada rueda en sí misma, consiste en dos ruedas co-axiales, con una rueda exterior que cubre la región $1.375 < |\eta| < 2.5$ y la rueda interior que cubre la región $2.5 < |\eta| < 3.2$.

Los calorímetros EM cuentan con electrodos de cobre-kaptón en forma de acordeón colocados entre placas de absorción de plomo de forma similar y mantenidos en posición por los espaciadores, con todo el sistema inmerso en LAr. En la Figura 2.6 se muestra de forma esquemática esta configuración. Las lluvias de partículas incidentes son absorbidas por el plomo (material absorbente) y posteriormente se ioniza el LAr. Debido al campo eléctrico generado por la diferencia de potencial entre el material absorbente, conectado a tierra, y los electrodos, mantenidos a un alto voltaje, los iones y los electrones libres inducen un pulso triangular detectado en los electrodos. Ambos lados de los electrodos se alimentan independientemente, lo que permite la recolección de la mitad de la señal en caso de que un lado pierda voltaje alto. En el EMB, el tamaño del espacio de deriva en cada lado del electrodo es de 2.1 mm, que corresponde a un tiempo de deriva de electrones total [63] de aproximadamente 450 ns para una tensión de operación nominal de 2000 V. En el EMEC, el espaciado es función del radio y, por lo tanto, el voltaje varía con η para proporcionar una respuesta uniforme del detector.

Para la mayor parte del calorímetro EM, EMB y la rueda exterior del EMEC, cada módulo tiene tres capas con diferentes granularidades, como se observa en la Figura 2.7, mientras que para la rueda interior del EMEC tienen dos capas. El calorímetro EM se diseñó para que la mayor parte de la energía quede depositada en la segunda capa, mientras que la última capa detecta las colas de las lluvias EM. La primera capa presenta celdas en forma de bandas en la dirección de ϕ .

La granularidad de las celdas del calorímetro EM depende de la capa y de η . En el EMB, hasta un $|\eta| = 1.4$, la primera capa cuenta con una granularidad de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0031 \times 0.0245$, la segunda de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.0245$ y finalmente la tercera con un mayor tamaño de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.0245$. Un arreglo similar es utilizado para el resto del calorímetro EM. Utilizando la energía y posición de todas las celdas de todas las capas activadas por la lluvia en el calorímetro, la energía, la dirección y las características de la partícula incidente pueden ser inferidas. La segmentación final es extremadamente útil para discriminar entre fotones y jets con un mesón π^0 , que primariamente decae en dos fotones. El calorímetro es utilizado para reconstruir la dirección de las partículas sin carga interactuantes con la materia, como fotones.

El calorímetro hadrónico está provisto del calorímetro de tejas, que se complementa con dos calorímetros de capa paralela de cobre/latón (HEC) [64] que cubren la región $1.5 < |\eta| < 3.2$, así como los módulos en el calorímetro *forward* (FCal). Cada HEC consiste en dos ruedas independientes compartiendo el mismo crióstato que los módulos del EMEC y FCal. Cada una de las ruedas del HEC comprende 32 módulos con forma de cuña hechos de placas de cobre. La rueda del HEC cuenta con un radio externo de 2.03 m y uno interno de 372 mm para las primeras 9 placas en el frente de las ruedas y con un radio interno de 475 mm para el resto del HEC. El espaciado entre las placas es de 8.5 mm y tres electrodos dividen el espaciado en cuatro zonas separadas de deriva de LAr, con un ancho de 1.8 mm cada una. Las celdas de lectura se graban en el electrodo central, mientras que los otros dos se mantienen con un alto voltaje. Las dos ruedas combinadas proveen cuatro capas longitudinales calorimétricas con un arreglo de celdas con una granularidad de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ para un rango de $1.5 < |\eta| < 2.5$ y de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ para $2.5 < |\eta| < 3.2$.

El FCal [65] posee una cobertura de $3.1 < |\eta| < 4.9$. Utiliza electrodos cilíndricos consistentes en barras colocadas concéntricamente en tubos paralelos a la dirección del haz sostenidos por una matriz metálica. Se diseñó con espacios muy pequeños para evitar la acumulación de iones a altas tasas de colisión, este espacio se mantiene constante con una fibra enrollada alrededor de las varillas. Está compuesto por tres módulos cilíndricos, el primero, más cerca al punto de impacto, está optimizado para mediciones EM y utiliza principalmente cobre como absorbente. Además, cuenta con un espaciado de 269 μm . Los dos módulos restantes, están hechos principalmente de tungsteno y están optimizados

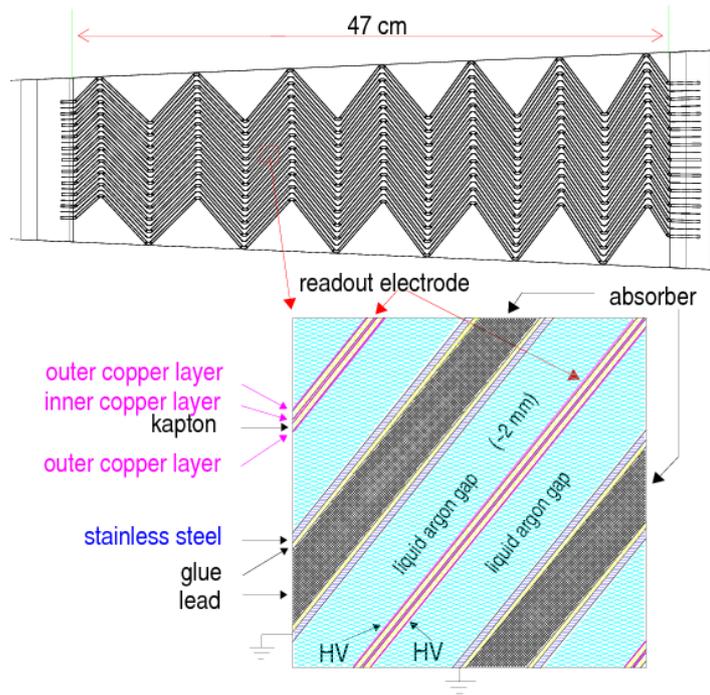


Figura 2.6: Estructura con forma de acordeón en la zona central del calorímetro EM. La parte superior de la Figura se muestra una porción del calorímetro en el plano transverso a los haces del LHC.

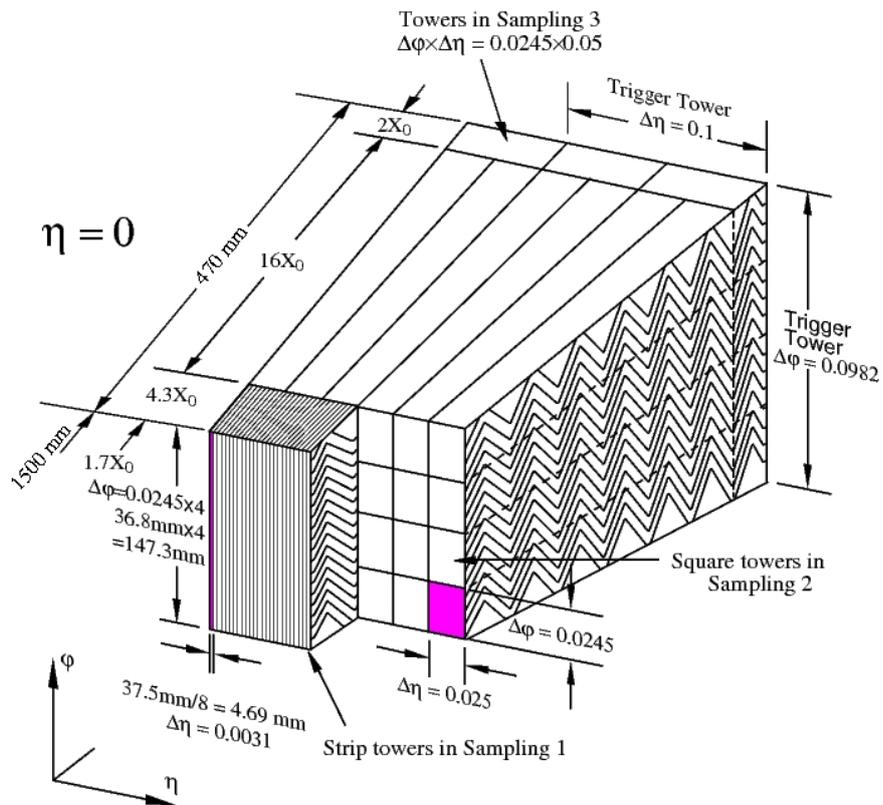


Figura 2.7: Diagrama de una sección del EMB donde las diferentes capas que lo componen son visibles. Se muestra la granularidad de las celdas de cada una de las tres capas en η y ϕ .

para mediciones hadrónicas, poseen un espaciado de 375 y 500 μm respectivamente.

Calorímetro de tejas

El calorímetro de tejas (TileCal) [66] es un calorímetro de muestreo que utiliza acero como material absorbente y tejas centelladores como material activo. El TileCal está segmentado en tres estructuras con forma de barril situadas directamente alrededor de calorímetro EM, con un radio interior de 2.2 m y un radio exterior de 4.25 m. El barril central tiene un largo de 5.8 m y cubre una región $|\eta| < 1.0$. Los barriles de tejas extendidos tienen un largo de 2.8 m, cubriendo un rango de $0.8 < |\eta| < 1.7$. En cada barril se encuentran 64 módulos en forma de cuña en ϕ , cada uno cubriendo un rango de $\Delta\phi \sim 0.1$. Como se muestra en la Figura 2.8, capas compuestas de material absorbentes y tejas centelladoras intercaladas se apilan para formar módulos. La luz emitida por las placas centelladoras es detectada por las fibras ubicadas a cada lado de estas y llevada a los fotomultiplicadores alojados en el radio exterior del módulo. Las fibras son agrupadas para crear celdas de lectura, segmentando el calorímetro en tres capas concéntricas. Las celdas poseen una dimensión de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ en las dos capas centrales y $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ en la capa más externa.

2.2.4. Espectrómetro de Muones

El Espectrómetro de Muones, MS, es el subdetector más externo de ATLAS. El MS está destinado a la identificación y reconstrucción de las trazas de muones, y medir su momento. Cuenta con una cobertura de hasta $|\eta| < 2.7$. El MS se diseñó para medir el momento transversal del muón con una resolución del $\sim 10\%$ para trazas de 1 TeV, que es equivalente a decir que una sagitta a lo largo de la dirección del haz de 500 μm es medida con una resolución mejor al 50 μm .

El MS consiste en cámaras de muones y un gran sistema de toroides magnéticos, como se muestra en la Figura 2.9. En la zona central, las cámaras forman tres capas concéntricas de radios aproximados de 5 m, 7.5 m y 10 m. En la región de tapas, las cámaras se ubican formando ruedas perpendiculares a la dirección del haz, ubicadas a una distancia aproximada de $|z| = 7.4$ m, 10.8 m, 14 m y 21 m con respecto al punto de interacción. El sistema de imanes toroidal consta de 8 bobinas separadas en la región central y dos pequeños toroides en la región de tapas a cada lado del detector.

Cuatro tecnologías de cámaras son empleadas en el MS. Para la medición de alta precisión de la trayectoria del muón se utilizan 1150 cámaras de MDT (*Monitored Drift Tube*) hasta $|\eta| < 2.0$ para las capas internas y dentro de $|\eta| < 2.4$ para las capas externas. Para el sistema de *trigger* (Sec 5.1) se emplean 606 RPC (*Resistive Plate Chambers*) y 3588 TGC (*Thin Gap Chambers*) en los rangos de pseudorapidez $|\eta| < 1.05$ y $1.05 < |\eta| < 2.4$, respectivamente. La capa interior en la zona central consiste en cámaras MDT ubicadas fuera de los calorímetros. En la capa del medio, las cámaras MDT se colocan dentro del imán y están rodeadas por dos cámaras RPC a cada lado. Finalmente, la tercera capa consiste de cámaras MDT emparejadas con un RPC en la superficie externa. Además de proporcionar información del *trigger*, las cámaras de *trigger* de RPC suministran la medición de las coordenadas de las trazas de partículas. El esquema en las tapas es diferente, esto se debe a que no es posible instalar cámaras dentro de los toroides. Las capas internas de los detectores de tapas se colocan fuera de los imanes en la región delantera con $2 < |\eta| < 2.7$, y cuentan con 32 CSC (*Cathode Strip Chambers*) para lidiar con la alta tasa de eventos y condiciones de fondo. Las capas del extremo medio y exterior son cámaras MDT con cámaras de *trigger* TGC, colocadas a ambos lados de la capa media de MDT.

Dependiendo del radio y ángulo azimutal, el campo magnético generado por los imanes varía de 0.15 T hasta 2.5 T en la zona central y de 0.2 T a 3.5 T en la zona de tapas.

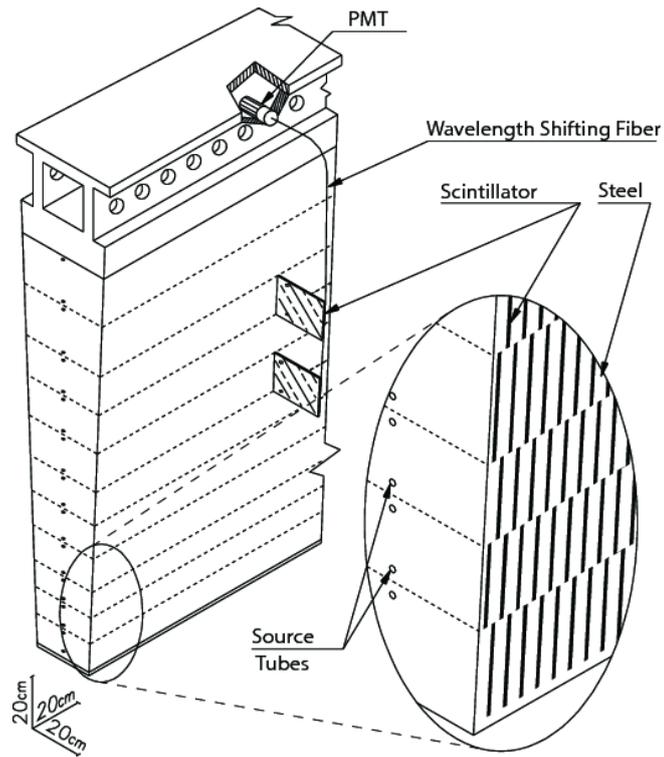


Figura 2.8: Diagrama esquemático mostrando el armado del calorímetro hadrónico de tejas y la lectura óptica correspondiente a una cuña en la dirección ϕ .

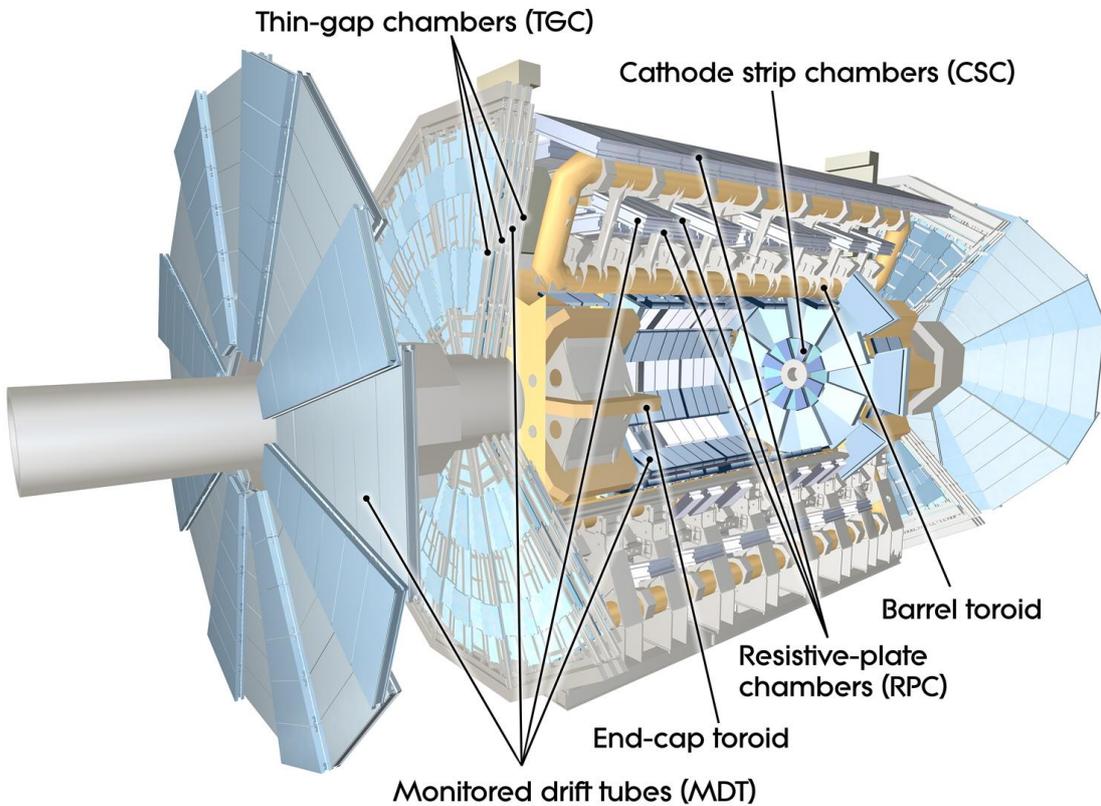


Figura 2.9: Espectrómetro de muones del detector ATLAS.

2.2.5. Sistema de *trigger* y adquisición de datos

El sistema de adquisición de datos y el sistema de *trigger* de ATLAS, ilustrado en la Figura 2.10, hace uso de diferentes niveles para reducir el ancho de banda de cruces de haces de protones desde una tasa de 40 MHz a 1 kHz lo cual es grabado a disco [67, 68]. El primer nivel (L1) [69] es implementado en *hardware*, realiza una selección temprana de los eventos para determinar si algunos de los objetos es de interés y reduce el flujo de datos a un valor de ~ 100 kHz. El segundo nivel, conocido como *High Level Trigger* (HLT) [70], está implementado en software y cuenta con algoritmos más refinados llegando a reducir la tasa de eventos a una tasa de 1 kHz.

Nivel 1 del *trigger*

El nivel 1 de *trigger* tiene acceso a la información de los calorímetros y del sistema de muones. El L1 del *trigger* del calorímetro (L1Calo) usa granularidad reducida de 7200 torres de *trigger* de los calorímetros. Estas torres de *trigger* se dividen en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de 0.1×0.1 sobre casi todo el calorímetro, siendo mayor en la zona del FCal. El L1Calo toma decisiones basándose en la multiplicidad y en los umbrales de energía de los objetos identificados, como pueden ser electrones, fotones, jets y τ s decayendo hadrónicamente. El nivel 1 del *trigger* de muones (L1Muon) usa medidas de las trayectorias de los muones en las cámaras RPC y TGC (ver Sección 2.2.4). Al igual que el L1Calo, el L1Muon toma decisiones basándose en la multiplicidad y los umbrales de los p_T de las partículas.

El Procesador Central de *Trigger* (CTP) es el encargado de combinar los resultados de los *triggers* del L1Muon y L1Calo para tomar una decisión de aceptar o rechazar el evento. Con el fin de facilitar esta tarea, el CTP programa hasta 256 configuraciones que consisten en varias combinaciones de requerimientos de p_T y E_T . El CTP tiene la capacidad de implementar diferentes criterios de aislamiento (ver Sección 3.3) para diferentes objetos, como por ejemplo clúster EM de L1. Un menú de *trigger* es implementado como una colección de ítems de L1. Un ejemplo de esto es el ítem L1_EM30i que se refiere a un evento con al menos un objeto electromagnético aislado con una energía transversal mayor a 30 GeV. Si la tasa de ocurrencia de un objeto particular es demasiada alta, como los objetos EM con bajo momento transversal, se utiliza un factor de preescala α para cada ítem del L1, esto quiere decir que sólo 1 evento de cada α eventos que pasaron son aceptados al siguiente nivel del *trigger*. Los preescalos del L1 son generalmente ajustados para mantener un óptimo uso del ancho de banda asignado a los ítems del L1 durante la toma de datos, ya que la luminosidad va cayendo a medida que avanza el *Run*.

El *trigger* de L1 cuenta con una latencia de $2.5 \mu\text{s}$ en que parte de datos se almacenan en *buffers* ubicados dentro de los componentes electrónicos específicos del detector. Una vez que el evento es aceptado por el CTP, los datos se envían a controladores de lectura (ROD) específicos del detector y luego se transfieren al sistema de lectura (ROS) [71].

Flujo de datos

En *Run 2*, el LHC superó su luminosidad instantánea de diseño de $10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ con un *pileup* $\langle\mu\rangle = 23.7$. La tasa de eventos aceptados por el L1 aumentó de 75 kHz en *Run 1* a 100 kHz en *Run 2* y la tasa promedio de salida de la escritura de datos se incrementó de 400-600 Hz en *Run 1* hasta alrededor de 3 kHz con 1.5 kHz de datos para física. Además nuevos detectores fueron añadidos en *Run 2* (IBL, L1 topológico, Fast Tracker (FTK)) [72] incrementando en un 20% los canales de lectura del detector. Para poder resolver una mayor tasa de eventos en el HLT, la actualización también se enfocó en el ROS [73]. Por la misma razón, se juntaron los dos niveles del HLT en un sólo nivel, que hizo el sistema más flexible, permitiendo el incremento de la recuperación y el análisis de datos. El

sistema de flujo de datos fue rediseñado para aumentar su capacidad y simplificar su arquitectura.

En *Run 1*, la granja de cómputo estaba subdividida en varias partes, y cada una era gestionada por un supervisor dedicado. Este diseño fue desechado cambiando por una gestión global de una única granja de cómputo operando a 100 kHz llamada HLTSV (HLT supervisor). El constructor de regiones de interés (RoIB) que ensambla los RoI se integró con el HLTSV y el RoI construido en software. El cambio en la arquitectura del HLT de dos a un nivel requirió una reescritura del software y de los algoritmos del HLT de manera tal que cada nodo computacional realice todos los pasos del procesamiento. El manejo de estos pasos son realizados por un único proceso Data Collection Manager (DCM) que se ejecuta en cada nodo del HLT para administrar los RoI del L1, el flujo de datos entre las ROS y las unidades de procesamiento HLT (HLTPU), los procesos de reconstrucción de eventos, y el registro de datos. En la nueva arquitectura, los recursos computacionales del HLT son manejados más eficientemente, balanceando la utilización de todos los nodos del clúster dependiendo de los algoritmos activos, y compartiendo el código y servicios para reducir el uso de recursos y memoria.

2.2.6. Recolección de datos durante los períodos 2012 y 2015-2016

Durante la operación del detector ATLAS, en cada toma de datos (*Run*) con haces estables provistos por el LHC, la luminosidad instantánea va disminuyendo, por este motivo se divide al *Run* en bloques de luminosidad (LB) de entre uno y dos minutos de duración, en los que la luminosidad instantánea se considera constante y las condiciones estables. Debido a la complejidad del experimento y de las demandantes condiciones de funcionamiento del LHC, ocasionalmente, se observan ciertas ineficiencias en los diversos subdetectores y/o en la cadena de procesamiento de los datos recolectados. Durante cada *Run* los distintos subcomponentes del detector son monitoreados y cada problema es registrado, incluyendo aquellos componentes que están inactivos, o si hay problemas en la infraestructura o en el haz.

Para asegurar la calidad de los datos a ser considerados en los análisis físicos de ATLAS, los grupos responsables de cada subdetector definen un conjunto de criterios de calidad, con los cuales se construyen listas, llamadas GRL (*Good Runs List*), de los *Runs* y los rangos de LB dentro de ellas que son apropiados para cada tipo de análisis. Se producen de forma centralizada para brindar listas oficiales comunes para los distintos grupos dentro de ATLAS y son distribuidas para finalmente ser utilizadas en los análisis de la colaboración. Cada análisis elige que GRL utilizará dependiendo de su tolerancia a las fallas de los subdetectores.

En esta tesis se presentan dos análisis que utilizan los eventos recolectados con el detector ATLAS a partir de colisiones $p-p$ a una energía de centro de masa a $\sqrt{s} = 8$ TeV durante el año 2012 y a $\sqrt{s} = 13$ TeV durante los años 2015-2016. Los eventos recolectados a 8 TeV corresponden a una luminosidad total integrada de 21.7 fb^{-1} . Dado que en el análisis se utilizan fotones, electrones, muones, jets y energía faltante, es imprescindible que todos los subsistemas del detector ATLAS hayan operado en condiciones normales durante la toma de datos. Este requerimiento adicional resulta en una reducción de los datos de $\sim 6\%$, dejando una luminosidad integrada de $20.3 \pm 0.6(2.8\%) \text{ fb}^{-1}$ para análisis físicos. De la misma manera para el período 2015-2016 se recolectó una luminosidad integrada total de 39.5 fb^{-1} a una energía de centro de masa de 13 TeV de los que $36.1 \pm 0.7(2.2\%) \text{ fb}^{-1}$ solamente son para análisis físicos. Las distribuciones de luminosidad acumulada durante la toma de datos puede verse en la Figura 2.11.

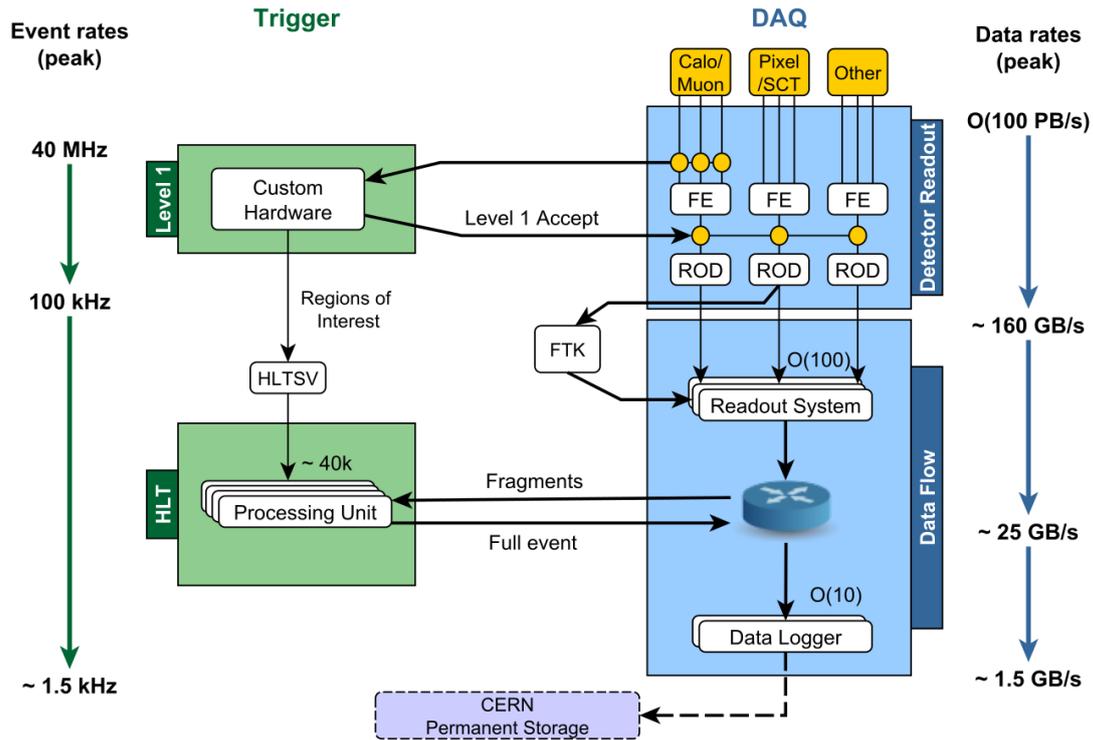


Figura 2.10: Arquitectura del TDAQ en *Run 2*.

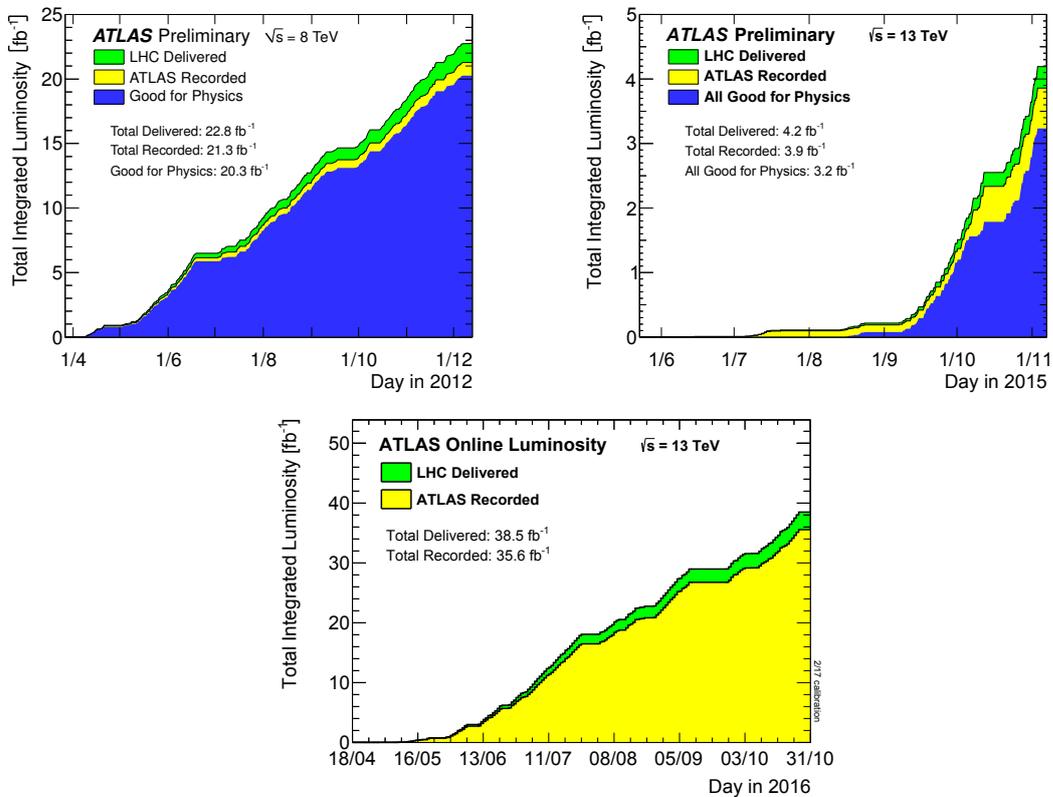


Figura 2.11: Luminosidad acumulada como función del tiempo, entregada por el LHC (verde), guardada por ATLAS (amarillo) y que pasa los criterios de calidad (azul), durante el funcionamiento del LHC con haces estables en colisiones pp a $\sqrt{s} = 8$ TeV durante el año 2012 (arriba izquierda) y a $\sqrt{s} = 13$ TeV durante el año 2015 (arriba derecha) y 2016 (abajo).

OBJETOS FÍSICOS: RECONSTRUCCIÓN E IDENTIFICACIÓN

En este capítulo se definen los objetos utilizados en los eventos de interés para esta tesis. Ellos son, los objetos electromagnéticos (fotones y electrones, Sección 3.1), muones (Sección 3.2), jets (Sección 3.4) y la energía transversal perdida E_T^{miss} del evento (Sección 3.5).

3.1. Reconstrucción de fotones y electrones

Los fotones y electrones son detectados como lluvias electromagnéticas EM en el sistema de calorímetros. Los electrones y fotones resultan en lluvias similares, lo que se traduce en similares procedimientos de reconstrucción. Los electrones, adicionalmente, pueden dejar una traza en el ID, facilitando la discriminación entre fotones y electrones. Sin embargo, los fotones también pueden convertirse en un par electrón-positrón al interactuar con el material del detector, creando un desafío adicional en la reconstrucción y discriminación de fotones de electrones.

El sistema de calorímetros LAr se diseñó para que la mayor parte de la lluvia EM quede almacenada en el calorímetro EM, quedando depositada alrededor del 80% de la energía de la lluvia en la segunda capa del mismo. La reconstrucción de electrones y fotones comienza con la reconstrucción de las lluvias asociadas, descritas en la Sección 3.1.1. La gran granularidad del calorímetro LAr brinda información sobre la forma y las características de las lluvias EM, que son empleadas para obtener una alta eficiencia de identificación de fotones y electrones y un gran tasa de rechazo de jets en un amplio rango de energía. La reconstrucción e identificación de fotones y electrones se resumen en las Secciones 3.1.2 y 3.1.3, respectivamente.

3.1.1. Clúster EM

Las lluvias EM que se desarrollan en el calorímetro LAr se reconstruyen a partir de un conjunto de celdas del calorímetro denominado “clúster EM” utilizando el algoritmo *sliding-window* [74]. En este algoritmo, el espacio $\eta \times \phi$ abarcado por el calorímetro se divide en elementos de matriz de tamaño $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ (tamaño de las celdas de la segunda capa del calorímetro EM). Una torre del calorímetro se construye sumando las energías de las celdas en todas las capas de los calorímetros en el rango de η y ϕ . Para depósitos de energía que abarcan diferentes celdas, la energía es compartida por las torres correspondientes. Luego, se construye una ventana de 5×5 torres localizada de manera que la suma de las energías transversales E_T en la ventana sea máxima. Si el total de la suma supera un cierto umbral, un pre-clúster es seleccionado y utilizado como semilla para la creación del clúster. El baricentro es calculado usando todas las celdas en una ventana de 3×3 torres alrededor de la torre

central de la semilla, con la que finalmente se calculan las coordenadas η y ϕ . Se construye un conjunto de semillas y de haber alguna duplicada, en la misma posición con una ventada de 2×2 , se remueve.

El siguiente paso es construir clústeres EM alrededor de las semillas agregando celdas capa por capa. Esto se hace agregando al clúster todas las celdas en una ventana de tamaño $N_\eta^{\text{clus}} \times N_\phi^{\text{clus}}$, centrada alrededor de una posición en la semilla que depende de cada una de las capas. Para la capa intermedia, que es la primera en procesarse, la posición de centrado utilizada es el baricentro de la semilla calculada en el paso anterior. El baricentro en esta capa se calcula usando las celdas cubiertas por la ventana. Esta posición se usa como una posición de centrado para el mismo procedimiento aplicado en las capas posterior y frontal. Finalmente, el baricentro en la primer capa del detector, que cuenta con una granularidad más fina en η , se utiliza como posición de centrado cuando el procedimiento se aplica sobre esta capa. Como resultado de este procedimiento, se crea un conjunto de clústeres EM de tamaño fijo $N_\eta^{\text{clus}} \times N_\phi^{\text{clus}}$, con el tamaño que depende de la partícula hipotética que haya creado la lluvia EM, así como la ubicación de la lluvia (zona central o de tapas). En la Tabla 3.1, se observa que se usa un tamaño de grupo más amplio en ϕ en la zona central para electrones y fotones convertidos en comparación con fotones no convertidos, debido a la curva de la trayectoria electrón/positrón en el plano transversal causada por el campo magnético del solenoide.

Tipo de partícula	$N_\eta^{\text{clus}} \times N_\phi^{\text{clus}}$	
	Zona central	Zona de tapas
Electrón	3×7	5×5
Fotón convertido	3×7	5×5
Fotón no convertido	3×5	5×5

Tabla 3.1: Tamaños de clúster para diferentes tipos de partículas en la zona central y en la zona de tapas del calorímetro EM.

Los clústeres EM contienen una gran fracción de la energía depositada para candidatos de electrones y fotones. Sin embargo, parte de la energía no está contenida en clústeres de tamaño fijo y parte se pierde antes o después del calorímetro, lo que crea la necesidad de aplicar correcciones *offline*, o sea una vez tomados los datos. Las constantes de calibración se calculan a partir de la simulación MC en función de η , la energía y la profundidad de la lluvia. La escala de energía se establece con distribuciones de masa reconstruidas de eventos $Z \rightarrow ee$ y se verifica de forma cruzada usando la distribución de electrones E/p en eventos $W \rightarrow e\nu$. Este último aprovecha las mediciones independientes de la energía del electrón E en el calorímetro y su momento p en el ID.

3.1.2. Identificación y reconstrucción de fotones

Los fotones en ATLAS se clasifican como convertidos o no convertidos, como se describe en [75]. Los fotones convertidos se caracterizan por la presencia de al menos una traza en el ID que coincide con el clúster EM en el calorímetro, lo que resulta en una ambigüedad entre la distinción de fotones convertidos y electrones. Además, los fotones no convertidos también se pueden reconstruir como electrones si sus clústeres EM están erróneamente asociados con trazas que normalmente tienen un bajo impulso. Por esta razón, se ha establecido un procedimiento para recuperar candidatos a fotones de una colección de candidatos a electrones, basado en la información combinada del ID y el calorímetro (número e impulso de las trazas coincidentes, número y posición de impactos (*hits*) en el ID, proporción E/p). En el cálculo del E_T del fotón, la energía se toma de la calibrada del clúster. Si el fotón es

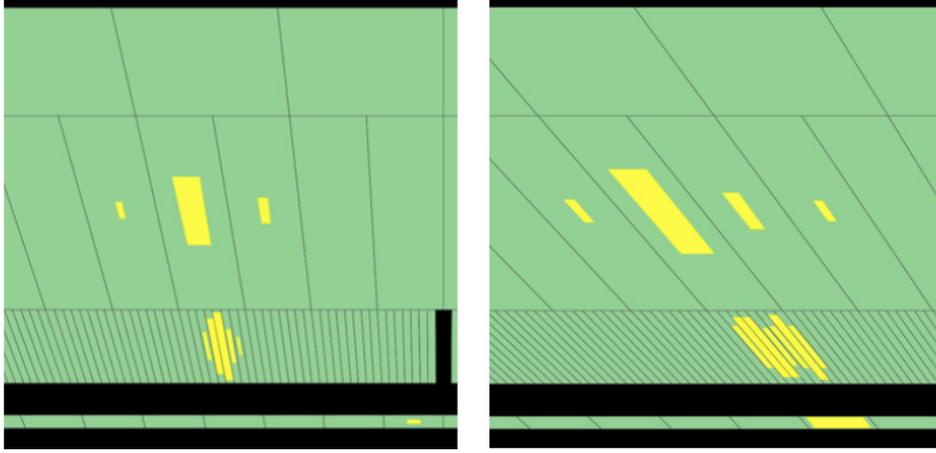


Figura 3.1: Forma de las lluvias electromagnéticas generada por un fotón (izquierda) y un jet con un π^0 liderando (derecha) de datos en colisiones de $p p$.

convertido y tiene una traza con más de 3 impactos en el SCT, la medición de η de la traza es utilizada, de lo contrario se utiliza el valor de η determinado en la reconstrucción de la dirección del clúster. Finalmente la escala de energía del fotón se corrige a partir de los datos y MC.

La granularidad fina del calorímetro es importante para la separación de los fotones y los jets. Como se puede ver en la Figura 3.1, se espera que la forma de la lluvia EM para un fotón tenga un perfil más estrecho en comparación con la forma de la lluvia para un jet. Para jets liderados por un mesón π_0 , se esperan dos máximos de energía cercanos en la primera capa del calorímetro LAr (tiras). Para rechazar de manera eficiente el fondo en los análisis que utilizan fotones, la identificación de los fotones se realiza con un método basado en cortes en las distribuciones que caracterizan la forma de la lluvia. Se definen dos conjuntos de referencia de cortes, *loose* y *tight*. Para estas categorías, se definen dos conjuntos diferentes de selecciones basadas en la forma de las lluvias EM en el calorímetro, como se describe en la Tabla 3.2. Esta indica qué variables discriminantes de la forma de lluvia se usan como parte de las definiciones *loose* y *tight*.

3.1.3. Identificación y reconstrucción de electrones

Los electrones se reconstruyen en ATLAS principalmente como clústeres EM combinados con trazas del ID. La identificación de electrones [76] se realiza con un método basado en cortes, similar a la identificación de fotones, que combina información de las características de la forma de las lluvias en el calorímetro con la información del ID (si está disponible). Tres conjuntos de cortes genéricos de referencia se han definido con el aumento de la capacidad de rechazo de fondo: *loose*, *medium* y *tight*. La selección de las variables discriminantes, VD, utilizadas en las definiciones de *loose* y *tight* son similares a las contrapartes del fotón, *loose* y *tight*, respectivamente, aunque con diferentes valores de corte optimizados para electrones.

3.1.4. Factores de corrección

Dado que la simulación del detector no es perfecta, las distribuciones de las variables discriminatorias utilizadas en la identificación de fotones presentan algunas diferencias que pueden resultar significativas entre datos y MC. Estas diferencias pueden parametrizarse a primer orden como variaciones simples y a partir de estas corregir el MC. Las diferencias para cada VD se calculan comparando las distribuciones de las mismas en los datos y en una muestra de Monte Carlo con una mezcla similar de eventos de

Categoría	Descripción	Nombre	γ		e		
			L	T	L	M	T
Aceptancia	$ \eta < 2.37$, excluyendo $1.37 < \eta < 1.52$	-		×		×	×
Fuga hadrónica	Cociente entre E_T en la primera capa del calorímetro hadrónico y E_T del <i>cluster</i> electromagnético ($ \eta < 0.8$ y $ \eta \geq 1.37$)	R_{had_1}	×	×	×	×	×
	Cociente entre E_T en todo el calorímetro hadrónico y E_T del <i>cluster</i> electromagnético ($ \eta \leq 0.8$ y $ \eta < 1.37$)	R_{had}	×	×	×	×	×
Calorímetro EM (2 ^{da} capa)	Cociente entre la suma de las energías de las 3×7 celdas y la suma de 5×7 celdas, ambas en torno al centro del <i>cluster</i>	R_η	×	×	×	×	×
	Ancho lateral de la lluvia en dirección de η	w_{η_2}	×	×	×	×	×
	Cociente entre la suma de las energías de las 3×3 celdas y la suma de 3×7 celdas, ambas en torno al centro del <i>cluster</i>	R_ϕ		×	×	×	×
Calorímetro EM (1 ^{ra} capa)	Ancho lateral de la lluvia en 3 <i>strips</i> alrededor del máximo	$w_{s,3}$		×		×	×
	Ancho lateral total de la lluvia	$w_{s,\text{tot}}$		×		×	×
	Fracción de energía fuera de las 3 <i>strips</i> centrales pero dentro de las 7	F_{side}		×		×	×
	Diferencia entre la energía de la <i>strip</i> con el segundo mayor depósito y la menor energía entre los dos primeros máximos locales	ΔE		×		×	×
	Asimetría entre el primer y segundo máximo	E_{ratio}		×		×	×
Detector Interno	Impactos en el Pixel ≥ 1 y en el SCT ≥ 7	-				×	×
	Parámetro de impacto ≤ 1 mm	-				×	×
Calorímetro EM + Detector Interno	$\Delta\eta, \Delta\phi$ entre la traza extrapolada al calorímetro y el <i>cluster</i>	$\Delta\eta, \Delta\phi$				×	×
	Cociente entre la energía del <i>cluster</i> y el impulso de la traza	E/p				×	×
Detector Interno (TRT)	Impactos en el TRT	-				×	×
	Fracción de impactos de alto umbral en el TRT	-				×	×

Tabla 3.2: Definición de las diferentes variables usadas para la selección *loose* (L), *medium*(M) y *tight* (T) de fotones y electrones. Las cruces “x” indican las variables que son utilizadas en cada selección. Además de las variables adicionales utilizadas en cada caso, también se incrementan los cortes en las mismas.

señal y fondo. A partir de esto se calcula la diferencia entre los valores medios, lo que se denomina *fudge-factor* (μ^i).

$$\mu^i = \langle VD_{\text{DATA}}^i \rangle - \langle VD_{\text{MC}}^i \rangle \quad (3.1)$$

Estos factores son utilizados para corregir las variables de las muestras simuladas, y los cortes de identificación son nuevamente aplicados a las variables corregidas. También es necesario aplicar factores de escala a todos los fotones y electrones identificados en las muestras de MC para tener en cuenta las diferencias observadas en la eficiencia de identificación respecto a los datos. En el caso de los fotones, estos factores se derivan de forma separada para fotones convertidos y no-convertidos. Los factores de escala son obtenidos de forma central por el grupo Egamma de ATLAS.

3.2. Muones

El detector ATLAS se diseñó para proveer una eficiente identificación y una medida precisa del momento del muón sobre un gran rango de energía y ángulo sólido. ATLAS utiliza distintas técnicas dependiendo de la E_T del muón. Además de la información del MS, para la reconstrucción, se utiliza información proveniente tanto del ID como del sistema calorimétrico lo que aumenta la eficiencia de identificación y la resolución de los momentos. Una descripción detallada acerca de la reconstrucción e identificación de muones puede encontrarse en [77].

En ATLAS se definen cuatro categorías de muones dependiendo de la información disponible del detector y de la estrategia utilizada para reconstruirlos:

- Muones *standalone*: son reconstruidos identificando las trazas en el MS y extendiéndolas hasta la línea del haz.
- Muones *combined*: son obtenidos haciendo coincidir las trazas del ID con las de los muones standalone.
- Muones *segment-tagged*: son identificados extrapolando las trazas de ID en el MS y buscando trazas cercanas.
- Muones *calorimeter-tagged*: utilizan la presencia de una señal mínima en el calorímetro para identificar las trazas del ID.

Para reconstruir cada una de las categorías previamente mencionadas se utilizan diferentes algoritmos de reconstrucción que resultan en dos colecciones de candidatos a muones independientes por eventos. Las dos colecciones de reconstrucción se denominan STACO [78] y MUID [79]. En cada colección, se tiene especial cuidado de no superponerse entre las diferentes categorías de muones, esto quiere decir que si los candidatos de muones reconstruidos caen en dos categorías distintas, se lo remueve de una de ellas. Sólo los candidatos a muones de las colecciones STACO son consideradas para este análisis.

Para la identificación de muones se implementan conjuntos de cortes optimizados para suprimir de forma eficiente trazas falsas y muones que son creados debido a una alta multiplicidad de impactos en el MS en eventos donde algunas partículas de jets muy energéticos llegan al sistema de muones. Asimismo, discrimina en contra de fondo de muones de decaimientos leptónicos de hadrones pesados. Siguiendo una estrategia similar a la de electrones, se definen los tres conjuntos de cortes: *loose*, *medium* y *tight*, a los cuales en *Run 2* se le agrega *high- p_T* que tiene como objetivo maximizar la resolución para trazas de alto p_T (> 100 GeV). Esencialmente, estos definen el umbral de p_T , el requerimiento en el número de impactos, el parámetro de impacto lateral y longitudinal con respecto al vértice primario para rechazar posibles rayos cósmicos, entre otros. Adicionalmente se aplican cortes de calidad sobre las trazas en el detector interno.

Al igual que para los fotones y electrones, se aplican factores de escala en las muestras de MC para tener en cuenta las diferencias observadas en la eficiencia de identificación respecto a los datos. Los factores de escala son provistos de forma central por el grupo especializado en muones de ATLAS.

3.3. Aislamiento

Para la selección final de fotones, electrones y muones, se aplica además un corte en la energía de aislamiento.

La energía de aislamiento es una herramienta poderosa para distinguir electrones, muones y fotones directos (producidos en las colisiones) de los falsos candidatos o de objetos no directos provenientes de jets (producidos en decaimientos de hadrones). Esta energía de aislamiento se estima a partir de la energía depositada en un cono alrededor del candidato a electrón, muón o fotón. Para fotones, electrones y muones directos, no hay energía depositada en este cono aparte de los objetos de baja energía provenientes de los remanentes de la colisión, interacciones múltiples y ruido de *pileup*.

La energía de aislamiento puede ser evaluada a partir de la energía depositada en el calorímetro (EM y HAD), como se explica en la Sección 3.3.1, o como la suma de trazas alrededor del candidato como se explica en la Sección 3.3.2. .

3.3.1. Aislamiento en el calorímetro

La energía de aislamiento en el calorímetro E_T^{iso} se define como la suma de las energías de todas las celdas del calorímetro en un cono con un radio de ΔR alrededor del fotón o del electrón. Esta cantidad se construye sumando la energía en las celdas de los clústeres topológicos, cuyo baricentro se encuentra dentro del cono. Un conjunto de celdas rectangulares (5×7 en $\eta \times \phi$) en el baricentro del cono es excluido de la suma, para no incluir la energía del objeto. Dado que el radio de Molière del calorímetro EM de ATLAS es de $R_M = 4.8$ cm, que corresponde a 1.3 celdas en la región central, el conjunto de 5×7 celdas debe tener más del 95% de la energía del fotón. Para fotones con alto p_T , el filtrado de energía lateral residual fuera de la ventana de celdas de 5×7 domina el perfil del aislamiento. Se aplica una corrección para tener en cuenta la fracción de E_T^{iso} (típicamente entre 2 y el 5% dependiendo de η) que filtra fuera de la ventana de celdas de 5×7 . Luego de esta corrección E_T^{iso} es nominalmente independiente del momento transversal del fotón. Finalmente, E_T^{iso} es corregida removiendo efectos de *pileup* y eventos subyacentes.

3.3.2. Aislamiento en las trazas

El aislamiento en trazas p_T^{iso} es computado como la suma del momento transversal de todas las trazas con $p_T > 1$ GeV reconstruidas en el detector interno dentro de un cono con un cierto radio centrado en la dirección del fotón. Se requiere que las trazas sean compatibles con el vértice primario de la interacción principal, para minimizar la contribución del *pileup*. Para sustraer las contribuciones del fotón candidato y electrones secundarios que vienen de la conversión, las trazas asociadas al fotón y todas las trazas cuya extrapolación cae en la segunda capa del calorímetro EM en una ventana de 0.05×0.1 en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ alrededor del clúster del fotón son sustraídas del p_T^{iso} .

3.4. Jets

Los gluones y quarks hadronizan inmediatamente luego de su producción generando chorros de hadrones en el detector, a estos se los denomina “jets”. Los jets hadrónicos son reconstruidos en el

detector ATLAS utilizando el algoritmo anti- k_t [80], a partir de la energía depositada en los clústeres de las celdas del calorímetro. La respuesta del calorímetro para los jets reconstruidos es calibrada utilizando un factor dependiente de p_T y η obtenido a partir de simulaciones [81]. La corrección dependiente del área del jet [82] es también aplicada para remover las contribuciones debido al *in-time pile-up* y al *out-time pile-up*. Finalmente, una corrección residual, JES o escala de energía del jet, es aplicada al p_T del jet en datos usando un objeto de referencia bien calibrado. El JES es válido para jets centrales, con $|\eta|$ menor a 0.8, con un p_T entre 20 GeV y 950 GeV utilizando fotones o bosones Z como objetos de referencia, basados en el balance del momento transversal en eventos $Z + \text{jets}$ y $\gamma + \text{jets}$. Luego, topologías con tres o más jets son utilizadas para balancear un jet con alto p_T con un sistema compuesto por muchos jets con bajo p_T , que tiene una energía en el rango de calibración de $Z/\gamma + \text{jets}$, y por lo tanto, están calibrados. Esto permite extender las calibraciones hasta p_T de 2 TeV [83].

Una vez que los jets son reconstruidos, diferentes requerimientos son aplicados para reducir los fondos que no provienen de las colisiones y efectos instrumentales. En particular, se puede aplicar un requerimiento en *Jet Vertex Fraction*, JVF [84]. Este es definido como la suma escalar del momento transversal de las trazas asociadas con el jet y que se originan del vértice de dispersión dura, dividido por la suma escalar del p_T de todas las trazas asociadas al jet:

$$\text{JVF} = \frac{\sum_k p_T^{\text{trk}_k}(\text{PV}_0)}{\sum_l p_T^{\text{trk}_l}(\text{PV}_0) + \sum_{n \geq 1} \sum_l p_T^{\text{trk}_l}(\text{PV}_n)} \quad (3.2)$$

Donde PV_0 es el vértice de dispersión dura y PV_n , $n \geq 1$ corresponde a los vértices primarios debido a las interacciones *pile-up* en el mismo cruce de haces.

Al imponer un límite inferior en esta variable se rechaza la mayoría de los jets que vienen de *pileup*, pero el rechazo de fondo en la selección JVF es afectada por una fuerte dependencia en el número de vértices primarios en el evento, N_{Vtx} . Una combinación multivariable de JVF y N_{Vtx} denominada *Jet Vertex Tagger* (JVT) es construida de manera que la eficiencia de rechazo de fondo de jets sea estable en función del N_{Vtx} , además de reducir la contribución del *pileup* y mejorar la pureza de los jets reconstruidos provenientes de la interacción fuerte.

3.4.1. b -jets

Los algoritmos de reconstrucción de jets no pueden identificar el tipo de partón inicial a menos que este contenga hadrones b . Los hadrones con quarks b viven relativamente más tiempo, lo que les da características específicas que se utilizan para identificarlos. A este procedimiento se lo denomina *b-tagging* y se realiza usando un algoritmo con un discriminante multivariable que hace uso de los parámetros de impacto de las trazas y la reconstrucción de vértices secundarios. Durante el *Run 1* se utilizó el algoritmo MV1 [85, 86] y en *Run 2* MV2 [87, 88].

3.5. Energía faltante

Se denomina momento transversal perdido al valor negativo de la suma de todas las componentes transversales de los momentos de las partículas identificadas, y a su magnitud se la denomina energía transversal perdida E_T^{miss} . Como se mencionó, para construir esta cantidad se utilizan las componentes transversales debido a que antes de colisionar los protones, la suma de sus momentos en el plano transversal es nulo y por conservación de momento esta cantidad debe conservarse después de la colisión. La presencia de energía transversal perdida puede interpretarse como una o varias partículas que escapan del detector sin interactuar, aunque también puede deberse a efectos instrumentales, mala calibración de energía o debido a las limitaciones de la cobertura del detector.

La energía faltante transversa es calculada con un algoritmo basado en objetos [89], que utiliza los objetos físicos reconstruidos y calibrados descritos en las secciones anteriores. Los depósitos de energía en el calorímetro (topo-clústers) son asociados a los objetos de alto p_T en el siguiente orden: electrones, fotones, jets y muones. Los depósitos que no están asociados a ningún objeto son incluidos en el término soft. El término soft puede ser estimado:

- Término soft basado en calorímetro: se tiene en cuenta la energía de partículas cargadas y neutrales.
- Término soft basado en trazas: incorpora una supresión de *pileup* al seleccionar solo trazas asociadas a vértices primarios.

Finalmente, la energía faltante E_T^{miss} y el ángulo azimutal de la misma ϕ^{miss} son calculados como:

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2} \quad (3.3)$$

$$\phi^{\text{miss}} = \arctan E_y^{\text{miss}} / E_x^{\text{miss}} \quad (3.4)$$

donde :

$$E_{x(y)}^{\text{miss}} = E_{x(y)}^{\text{miss}}|_e + E_{x(y)}^{\text{miss}}|_\gamma + E_{x(y)}^{\text{miss}}|_{\text{jet}} + E_{x(y)}^{\text{miss}}|_\mu + E_{x(y)}^{\text{miss}}|_{\text{soft}} \quad (3.5)$$

Cada término está dado por la suma vectorial negativa de los momentos de los objetos calibrados respectivos:

$$\begin{aligned} E_x^{\text{miss,obj}} &= - \sum_i^{N_{\text{celdas}}} E_i \sin \theta_i \cos \phi_i \\ E_y^{\text{miss,obj}} &= - \sum_i^{N_{\text{celdas}}} E_i \sin \theta_i \sin \phi_i \end{aligned} \quad (3.6)$$

- $E_{x(y)}^{\text{miss}}|_\gamma$: en el análisis a 13 TeV (8 TeV) es reconstruido a partir de las energías calibradas de los clústeres asociados a fotones base con un $p_T > 25$ GeV ($p_T > 20$ GeV) en regiones de pseudorapidez de entre $0 < |\eta| < 1.37$ y $1.52 < |\eta| < 2.37$.
- $E_{x(y)}^{\text{miss}}|_e$: en el análisis a 13 TeV (8 TeV) es reconstruido a partir de las energías calibradas de los clústeres asociados a electrones base con un $p_T > 10$ GeV en regiones de pseudorapidez de entre $0 < |\eta| < 1.37$ y $1.52 < |\eta| < 2.47$;
- $E_{x(y)}^{\text{miss}}|_\mu$: en el análisis a 13 TeV (8 TeV) viene dado por la contribución de los muones con un $p_T > 10$ GeV ($p_T > 6$ GeV) en regiones de pseudorapidez de $|\eta| < 2.7$.
- $E_{x(y)}^{\text{miss}}|_{\text{jet}}$: es obtenida a partir de jets, reconstruidos con el algoritmo anti- k_t con un parámetro de radio de 0.4 y un $p_T > 20$ GeV.
- $E_{x(y)}^{\text{miss}}|_{\text{soft}}$: es calculado de los topo-clústeres calibrados y las trazas que no están asociadas a ningún objeto reconstruido.

SIMULACIÓN MC DE EVENTOS: SEÑAL Y FONDO

4.1. Análisis a 8 TeV

Las muestras de señal y fondo fueron generadas para una energía de centro de masa de 8 TeV, utilizando PYTHIA [90] y HERWIG [91,92] (con JIMMY [93]), y usando parámetros ajustados por los grupos de ATLAS dedicados a estudiar las simulaciones para su producción 2012 [94]. Todas las muestras, tanto señal como fondos, son pasadas a través de una simulación del detector ATLAS [95] basada en GEANT4 [96] y finalmente los eventos se reconstruyen utilizando los mismos algoritmos que se utilizan en datos.

4.1.1. Simulaciones de procesos de fondo

Los procesos simulados correspondientes a los fondos se utilizan para estimar la contaminación o para tener un orden de magnitud de los mismos (en el caso de que los fondos sean obtenidos finalmente con métodos *data-driven*). Los fondos que fueron simulados y utilizados en este análisis son:

$W\gamma$: El fondo debido a la producción $W\gamma$ es el principal fondo de este análisis. Para generarlo se utilizó SHERPA 1.4.1 [97], con un requisito mínimo de al menos un fotón real con $p_T > 80\text{GeV}$. Se utilizó la función de densidad de partones (PDF, por sus siglas en inglés) CT10 [98] para generar esta muestra.

Debido a que, como se mencionó anteriormente, este es el principal fondo del análisis, se definió una región de control para la correcta normalización del mismo.

$\bar{t}t\gamma$: Otro fondo importante es el proceso $\bar{t}t\gamma$. Esta muestra fue generada utilizando MadGraph [99] y CTEQ6L1 [100] como PDF. Las muestras puramente hadrónicas de $\bar{t}t\gamma$ no fueron consideradas debido a que producen una señal distinta a la esperada. Esta muestra cuenta con el requisito de al menos un fotón real con un $p_T > 80\text{GeV}$. Se utilizó PYTHIA para la simulación de la hadronización y fragmentación de los partones. Además, también se utilizó PHOTOS [101] para añadir fotones por radiación y TAUOLA [102] para los decaimientos de leptones τ . Con el fin de normalizar la sección eficaz a NLO se utilizó un factor $k = 1.9 \pm 0.4$ [103, 104].

$\bar{t}t$: Los procesos $\bar{t}t$ son también un fondo importante, especialmente el decaimiento $\bar{t}t$ leptónico puro. Las muestras por defecto son generadas con POWHEG y PYTHIA con la PDF CTEQ6L1. Al igual que en la muestra de $\bar{t}t\gamma$ se utilizaron PHOTOS y TAUOLA para la radiación de fotones y los decaimiento de taus respectivamente. Para aumentar la estadística de los decaimientos de interés se utiliza una muestra con decaimiento puramente leptónico y otra semileptónico. Con el

fin de evitar un doble conteo en los eventos de fondo, se realiza un *overlap removal*, esto quiere decir que se remueven los eventos superpuestos con las muestra $\bar{t}t\gamma$: Los eventos con fotones reales de más de 80 GeV son tomados de las muestras de $\bar{t}t\gamma$ y descartados de las de $\bar{t}t$.

La sección eficaz $\bar{t}t$ para colisiones pp con energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 8$ TeV es de $\sigma_{\bar{t}t} = 253_{-15}^{+13}$ pb para una masa de top de 172.5 GeV/ c^2 . Se calculó a next-to-next-to-leading order (NNLO) en QCD incluyendo los términos next-to-next leading logarithmic (NNLL) [105–110]. Las incertezas de la PDF y de α_s fueron calculadas con la prescripción de PDF4LHC [111] con las distintas configuraciones de PDF de MSTW2008 68 % CL NNLO [112, 113], CT10 NNLP [98, 114] y NNPDF2.4 5f FFN y sumadas en cuadratura. El valor de NNLO+NNLL es implementado en Hathor 1.5 [115] y es alrededor de un 3 % mas grande que la predicción NNLO. Una incerteza adicional de $_{-7.30}^{+7.56}$ pb es sumada en cuadratura para tener en cuenta la incerteza en la masa de ± 1 GeV.

$t\gamma$: La producción de la muestra de un top asociado a un fotón fue producida utilizando Whizard 2.1.1 [116, 117] y Hoppet [118]. El fotón extra puede generarse con el top o venir de decaimientos posteriores. Sin embargo, la producción y el decaimiento son tratados por separado, por lo que los efectos de interferencia son ignorados. Al igual que en la muestra de $\bar{t}t\gamma$, se utilizó PYTHIA para la fragmentación y la generación de la lluvia de partones, PHOTOS para fotones radiados y TAUOLA para los decaimiento de taus.

t : La producción de un solo top es un fondo pequeño en este análisis, pero es mayormente necesario para estimar los fondos en las regiones de validación y control. Dentro de las muestras con un sólo top se incluye la de Wt la cual es generada usando el generador POWHEG, con la corrección de QCD a NLO. La fragmentación y lluvia de partones es simulada utilizando PYTHIA. La configuración partónica NLO CT10 es utilizada para los elementos de matriz, la lluvia partónica y los eventos subyacentes. Las muestras fueron normalizadas a la sección eficaz calculada en la Referencia [119]. Para la producción del canal t , fueron utilizadas muestras con el W decayendo leptónicamente. Este muestras, fueron generadas con AcerMC [120], con la lluvia y fragmentación de partones simuladas por PYTHIA y con la configuración de PDF CTEQ6L1. La sección eficaz utilizada para normalizar estas muestras son las calculadas en la referencia [121]. La producción de un sólo top en el canal s no fue utilizada, debido a que se encontró que es despreciable.

W +jets: La producción de bosones W^\pm en asociación con jets reconstruidos como fotón es un fondo importante, pero no dominante. Las muestras fueron generadas utilizando SHERPA y CT10 como PDF. Se realiza un *overlap removal* para prevenir un doble conteo en el espacio de parámetros cubierto por la muestra de MC de $W\gamma$. Más específicamente, se remueven de la muestra eventos con fotones reales de $p_T > 80$ GeV y $\Delta R(\ell, \gamma) < 0.1$.

Debido a que este fondo incluye a jets mal reconstruidos como fotones, que no son correctamente modelados por el MC, no se utiliza una normalización estándar. En vez de ello se obtiene una factor de transferencia para la muestra de MC como se explica más en detalle en la Sección 6.2.1.

WW, WZ y ZZ : La producción de WW, WZ y ZZ constituye un fondo pequeño. Se utilizan muestras de MC generadas con POWHEG y PYTHIA 8 [90, 122]. La PDF CT10 se utilizó para su producción. Las muestras fueron normalizadas a la secciones eficaces calculadas con MCFM usando MSTW2008NLO como PDF [112, 123, 124].

$Z\gamma$: El fondo $Z\gamma$ es un fondo menor en la región de señal, pero no es despreciable en las regiones de control y validación, y se utiliza al momento de obtener las fracciones de eventos falsos para el

método *data-driven* (como es descrito en la Sección 6.1.1). Estas muestras fueron generadas en SHERPA, con un fotón real de $p_T > 70 \text{ GeV}$. La PDF utilizada fue CT10.

Z+jets: La producción de bosones Z en asociación con jets es un fondo pequeño, que es relevante en la región de control al momento de estimar la tasa de falsos eventos. La muestra fue generada utilizando SHERPA y CT10 como PDF. La muestra fue normalizada a la luminosidad integrada usando cálculos de QCD a NNLO del programa FEWZ [125], aplicando el mismo factor k para cada multiplicidad partónica [123]. En las muestras de W +jets se realiza un *overlap removal* para prevenir un doble conteo de eventos en el espacio de fase cubierto por la muestra de MC de $Z\gamma$. Más específicamente, eventos con fotones reales de $p_T > 70 \text{ GeV}$ y con un $\Delta R(\ell, \gamma) < 0.1$ son removidos.

$\gamma\gamma$: El fondo de dos fotones es sólo relevante en la regiones de control y validación en el canal de electrones. La muestra MC utilizada fue generada con SHERPA. Para esta muestra se utiliza un factor k de 1.2.

4.1.2. Simulación de la señal de SUSY

El espectro de masa de SUSY y las tasas de decaimientos son calculados usando SUSPECT 2.41 [126], SDECAY 1.3B [127] y HDECAY 3.4 [128], respectivamente, dentro del paquete de SUSY-HIT 1.3 [129]. Las simulaciones de Monte Carlo de las muestras de señal son producidas utilizando HERWIG++ 2.5.2 [91] con las funciones PDF CTEQ6L1. Las secciones eficaces de producción para las muestras generadas son calculadas usando PROSPINO en el límite de desacoplamiento. PROSPINO 2 [130] permite calcular la secciones eficaces a NLO de la producción directa de charginos y neutralinos. El valor central de la sección eficaz para cada modelo en particular es definido de acuerdo a lo establecido por el grupo de SUSY de ATLAS y las recomendaciones de PDF4LHC, ya que el cálculo de la sección eficaz se realiza para distintas configuraciones de las PDF. Una vez calculadas la secciones eficaces para cada proceso de producción particular, la sección eficaz total es obtenida como la suma de las secciones eficaces de cada proceso y su incerteza como la suma en cuadratura de cada una de sus respectivas incertezas.

Como ya se mencionó, las señales estudiadas están motivadas por modelos de GGM con NLSP wino-like. A 8 TeV se generaron las simulaciones de las señales de winos tanto de producción directa en colisiones pp , como las de producción mediadas por gluinos. En el primer caso, el modelo de señal tiene como parámetro libre solamente M_2 , mientras que M_3 es fijado a 2.5 TeV. En el segundo caso, M_2 y M_3 son tomados como parámetros libres. En ambos modos de producción, los parámetros M_1 , μ , $\tan \beta$ y $c\tau_{NLSP}$, son fijados a $M_1 = 2.5 \text{ TeV}$, $\mu = 2.5 \text{ TeV}$, $\tan \beta = 1.5$, $c\tau_{NLSP} < 0.1$, mientras que el resto de parámetros *soft* se fijan a 2.5 TeV.

En la producción electrodébil, $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0$ es la producción dominante, sin embargo, $\tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+$ puede llegar a ser significativa. En la Figura 4 de la referencia [26] se muestra la razón entre las producciones en función de la masa del wino $m(\tilde{W})$. Para el punto $M(\tilde{W}) = 300 \text{ GeV}$, la producción de $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0$ es de 0.156 pb (67.9%), mientras que la producción $\tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+$ es de 0.074 pb (32.1%).

En total se generaron nueve puntos de masa en $M(\tilde{W})$ de procesos de producción electrodébil de winos, desde una masa de 100 GeV hasta alcanzar los 500 GeV con pasos de 50 GeV. Las secciones eficaces para cada punto y sus respectivas incertezas se presentan en la Tabla 4.1.

En el caso de la producción de winos provenientes de decaimientos de gluinos, se generaron 61 muestras para masas de gluino que van de 600 GeV hasta 1000 GeV con pasos de 50 GeV. Las secciones eficaces en función de la masa del gluino, $m_{\tilde{g}}$, para cada punto y sus respectivas incertezas se presentan en la Tabla 4.2.

$m_{\tilde{W}}$ [GeV]	Sección eficaz [pb]	Incerteza de señal [%]
100	18.983	7.61
150	3.913	6.63
200	1.256	6.40
250	0.502	6.61
300	0.230	6.87
350	0.114	7.04
400	0.060	7.57
450	0.034	7.87
500	0.019	8.11

Tabla 4.1: Muestras de señal GGM con producción débil. Cada punto de señal es definido por la masa del wino. Se presentan la sección eficaz total y la incerteza de la señal (escala, PDF y α_s).

$m_{\tilde{g}}$ [GeV]	Sección eficaz [pb]	Incerteza de señal [%]
600	1.3143	17.23
650	0.7445	18.00
700	0.4340	18.70
750	0.2586	19.43
800	0.1572	20.28
850	0.0965	21.51
900	0.0602	22.87
950	0.0381	24.34
1000	0.0243	25.85

Tabla 4.2: Sección eficaz total y la incerteza de la señal, que incluye escala, PDF y α_s , de la producción de gluinos en función de su masa.

4.2. Análisis a 13 TeV

Las muestras de la señal de SUSY esperada y fondos del SM fueron simuladas con generadores dedicados de Monte Carlo a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Las muestras de fondo fueron pasadas por una simulación del detector ATLAS basada en GEANT4, mientras que en el caso de la señal se trabajó con las muestras directamente a nivel generador. Se aplicaron pesos evento a evento a todas las muestras de MC para modelar condiciones más realistas de las muestras de datos que se estudian, haciendo coincidir la distribución simulada del número de colisiones inelásticas en colisiones pp por cruce de haz (*pileup*) con el observado en datos. Además, las simulaciones son corregidas con un factor de escala de eficiencias y correcciones en la escala de energía de los fotones, leptones y jets para obtener una mejor descripción de los datos.

4.2.1. Simulación de procesos de fondo

Como se mencionó más arriba, muchos eventos del SM pueden imitar la señal de SUSY estudiada de un fotón, un leptón y momento transversal perdido. Estos eventos pueden originarse de eventos con fotones reales o en los que electrones (fotones) y jets son reconstruidos como fotones (leptones). Al igual que para el caso de 8 TeV, las fuentes de fotones reales que contribuyen al fondo esperado son procesos

en los que se producen un bosón W o Z o un par $t\bar{t}$ con decaimientos leptónico en asociación a un fotón real. A estos fondos los denotamos como $W\gamma$, $Z\gamma$, $V\gamma\gamma$ y $t\bar{t}\gamma$. La energía transversal perdida de estos fondos puede provenir de neutrinos resultantes de procesos débiles o debido a fuentes instrumentales. Los muestras de MC de los fondos de $W\gamma$ y $t\bar{t}\gamma$ son corregidos por un factor de escala que los hace coincidir con los datos en las regiones de control (CRs) enriquecidas en estos fondos. Contribuciones más pequeñas como son las de $Z\gamma$ y $V\gamma\gamma$ son tomadas directamente de simulaciones de MC. El fondo debido a fotones mal reconstruidos como electrones se toma también directamente de MC. Los fondos restantes debidos a objetos mal reconstruidos se calculan a través de métodos *data-driven*, como se explica en la Secciones 6.1, 6.2 y 6.3. La muestra MC de γ +jets no fue utilizada como un fondo para este análisis, pero es utilizada para los métodos *data-driven*.

La producción de $W\gamma$, $Z\gamma$, $V\gamma\gamma$, $\gamma\gamma$ y γ +jets fue simulada utilizando SHERPA 2.1 [96]. Los elementos de matriz fueron calculados para hasta cuatro partones a LO y mezclados con la lluvia de partones de SHERPA [97] utilizando la prescripción MEPS@LO [131]. Además, también se utilizaron como PDF CT10 [98] en conjunto con un ajuste de lluvia de partones especialmente desarrollado por los autores de SHERPA.

En cuanto a las muestras de $t\bar{t}\gamma$, los eventos fueron generados con MG5_aMC@NLO [132] a NLO y la lluvia de partones y fragmentación fue modelada con PYTHIA 8 [133].

4.2.2. Simulación de señal

En el modelo de GGM con NLSP wino-like que se considera en esta tesis, se cuenta con dos parámetros libres, M_3 y M_2 , cuando se trata la producción del gluino, o sólo uno M_2 en el caso de producción electrodébil. El parámetro M_3 está relacionado con la masa de gluino y M_2 está relacionado con la masa del wino.

Para el análisis a 13 TeV, los restantes parámetros del modelo están fijados a $M_1 = 5\text{TeV}$, $\mu = 5\text{TeV}$, $\tan\beta = 1.5$ y $m_{\tilde{G}} = 1\text{eV}$. Adicionalmente, se fija que los decaimientos sean “*prompt*”, esto quiere decir que el tiempo de vida de las partículas es lo suficientemente corto ($c\tau_{\text{NLSP}} < 0.1\text{mm}$) como para decaer dentro del detector interno. Asimismo, se fija que los decaimientos directos de gluinos a la LSP estén prohibidos, es decir que $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{G}g) = 0$. Todo los parámetros *soft* están fijados en 5 TeV. Todos los términos de acoplamientos trilineales están fijados a cero y las masas de los sleptones en 5 TeV. Los bosones de Higgs están en el régimen desacoplado con $m_A = 2\text{TeV}$ y $m_h = 125\text{GeV}$. Lo último se sigue del recientemente medido valor de la masa del bosón de Higgs en el LHC [134]. En los escenarios de SUSY mediados por bosones de gauge existen varios mecanismos para generar la masa del bosón de Higgs para el valor observado [135–139], sin cambiar la fenomenología del modelo considerado.

El espectro de masa completo, las razones de decaimientos de los gluinos y winos, y el ancho de los decaimientos son calculados a partir de este conjunto de parámetros utilizando SUSPECT v2.43 [126], SDECAYv1.5 [127] y HDECAY v3.4 [128], dentro del paquete de SUSYHIT v1.5a [129]. A modo de ejemplo, en la Figura 4.1 se muestra un espectro de masa para el punto $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{W}}) = (1400\text{ GeV}, 700\text{ GeV})$.

Todas las muestras de señal fueron generadas con MadGraph5 en interfaz con PYTHIA8. Las muestras de señal se utilizaron a nivel generador, es decir que no están convolucionadas con la respuesta del detector.

Se generaron 101 puntos de señal producidos por interacción fuerte y 11 por interacción electrodébil, cada una cuenta con un total de diez mil eventos.

La secciones eficaces de producción de gluinos y las de producciones directas de neutralinos y charginos se calcularon a NLO utilizando PROSPINO v2.1 [140] en el límite de desacoplamiento. El valor central de la sección eficaz para cada proceso individual es definido de acuerdo a las recomendaciones

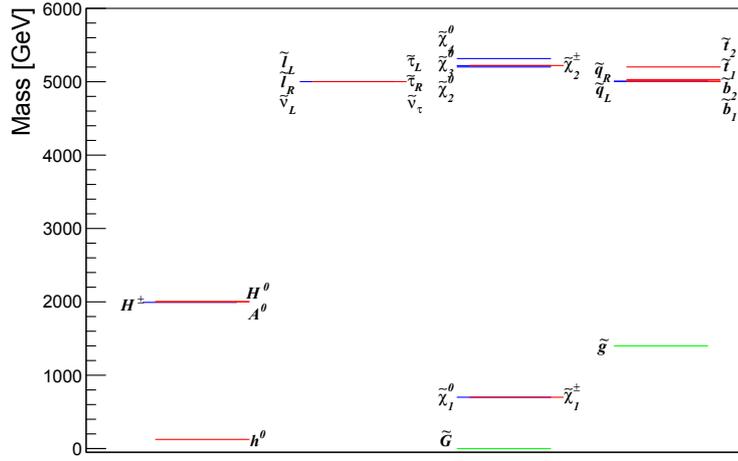


Figura 4.1: Espectro de masa para un punto de señal de GGM en el modelo considerado en esta tesis. Sólo $m_{\tilde{g}}$ y $m_{\tilde{W}}$ son considerados parámetros libres, en esta Figura en particular $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{W}}) = (1400 \text{ GeV}, 700 \text{ GeV})$.

del grupo de ATLAS de SUSY y de PDF4LHC.

Las secciones eficaces para los puntos de señal pueden verse en la Tabla 4.3, para el caso de la producción fuerte, y en las Tablas 4.4 y 4.5, para el caso de la producción electrodébil. En estas Tablas, también se encuentran las incertezas sistemáticas descritas en más detalle en la Sección 8.1.

$M(\tilde{g})$ [GeV]	Sección eficaz [pb]	Incerteza de señal
600	8.561e+00	16.5 %
700	3.254e+00	17.8 %
800	1.353e+00	19.6 %
900	6.054e-01	20.7 %
1000	2.857e-01	22.2 %
1100	1.401e-01	24.5 %
1200	7.179e-02	25.8 %
1300	3.770e-02	27.6 %
1400	2.034e-02	29.3 %
1500	1.251e-02	25.8 %
1600	6.994e-03	28.0 %
1700	3.992e-03	30.1 %
1800	2.297e-03	32.8 %

Tabla 4.3: Secciones eficaces NLO+NLL totales de los puntos de señal producidos vía interacción fuerte con sus respectivas incertezas relativas en función de la masa del gluino.

$M(\tilde{W})$ [GeV]	Sección eficaz [pb]	Incerteza de señal
100	1.329e+01	7.9 %
300	2.494e-01	5.8 %
350	1.360e-01	5.5 %
400	7.914e-02	6.0 %
450	4.793e-02	6.3 %
500	3.020e-02	6.5 %
550	1.951e-02	6.6 %
600	1.278e-02	6.7 %
650	8.644e-03	7.1 %
700	5.895e-03	7.4 %
750	4.066e-03	7.5 %
800	2.840e-03	7.9 %

Tabla 4.4: Secciones eficaces NLO+NLL totales de los puntos de la producción $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^+$ en el modelo GGM con sus respectivas incertezas relativas en función de la masa del wino.

$M(\tilde{W})$ [GeV]	Sección eficaz [pb]	Incerteza de señal
100	8.459e+00	9.7 %
300	1.219e-01	7.7 %
350	6.334e-02	7.4 %
400	3.518e-02	7.4 %
450	2.038e-02	7.7 %
500	1.237e-02	7.7 %
550	7.698e-03	8.0 %
600	4.919e-03	8.3 %
650	3.206e-03	8.6 %
700	2.134e-03	8.7 %
750	1.438e-03	9.3 %
800	9.850e-04	9.7 %

Tabla 4.5: Secciones eficaces NLO+NLL totales de los puntos de la producción $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^-$ en el modelo GGM con sus respectivas incertezas relativas en función de la masa del wino.

SELECCIÓN DE EVENTOS: REGIONES DE SEÑAL EN 8 TEV Y 13 TEV

En este capítulo se presenta la selección de eventos utilizados en los análisis a diferentes energías de centro de masa en *Run 1* y *Run 2* realizados en esta tesis. Con el cambio en la energía de las colisiones del LHC en *Run 2*, fue necesario incorporar mejoras y modificaciones en el detector. Entre otras modificaciones, se puede mencionar el reacondicionamiento de los módulos del detector interno y los calorímetros dañados, la incorporación de una cuarta capa al detector de píxeles a una distancia de 3.3 cm del tubo del haz, modificación en el diseño del *trigger* para adaptarse a las nuevas condiciones de luminosidad y mayor energía y, por supuesto, múltiples mejoras en el software de reconstrucción y análisis. Una cuestión relevante para el análisis radica en que el aumento en la energía de las colisiones lleva a un incremento en la sección eficaz de producción, mejorando el potencial de descubrimiento para física más allá del SM, pero al mismo tiempo crece la contaminación de procesos del SM. Por esta razón es necesario reoptimizar las regiones de señal buscando nuevas estrategias.

5.1. *Trigger*

En el análisis a 8 TeV, los datos utilizados para el análisis fueron recolectados utilizando la cadena de *trigger* `g120_loose`. Este *trigger* selecciona eventos con al menos un fotón con un p_T de más 120 GeV. La eficiencia medida para este *trigger* fue de $100^{+0}_{-1.41(\text{stat})-0.7(\text{syst})}$ % relativa a los candidatos a fotones con más de 125 GeV que satisfacen la selección de señal descrita en la siguiente Sección. La eficiencia computada es mostrada en función de p_T en la Figura 5.1.

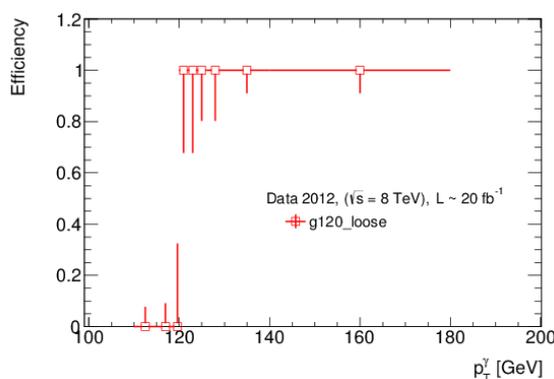


Figura 5.1: Eficiencia del menú de *trigger* `g120_loose` en función del p_T del fotón. La eficiencia mostrada fue medida con muestras de datos de 2012.

En el caso del análisis a 13 TeV, se utilizó el menú de *trigger g140_loose* para recolectar los datos utilizados. Este *trigger* selecciona eventos con al menos un fotón *loose* con un momento transversal mayor a 140 GeV. La eficiencia medida para este *trigger* fue de $99.43 \pm 0.05(\text{stat})\%$ para candidatos a fotones con más de 145 GeV y que satisfacen los requerimientos de señal descritos en la Sección 5.3.1. En la Figura 5.2 se muestran las eficiencias del *trigger* con datos del 2015 y 2016 en función de p_T y en función de η (con un p_T mayor a 145 GeV).

El funcionamiento de ambos *triggers* fue estable durante los períodos estudiados.

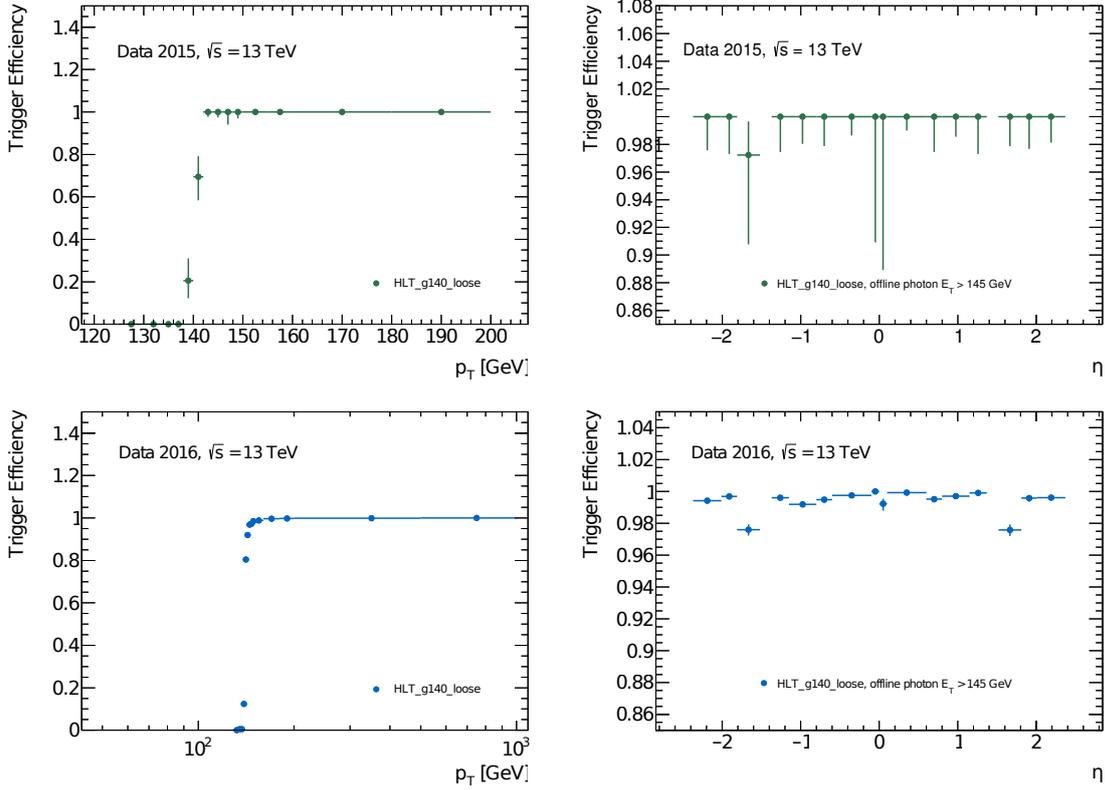


Figura 5.2: Eficiencia de menú de *trigger g140_loose* en función del p_T (izquierda) y el η (derecha) del fotón, medida con datos del 2015 (arriba) y 2016 (abajo).

5.2. Selección de objetos en 8 TeV

En esta sección se definen los objetos utilizados para categorizar los eventos en el análisis usando datos a 8 TeV. Estos se definen a dos niveles según su selección: objetos base y objetos señal. Los objetos considerados son fotones (Sec. 5.2.1), electrones (Sec. 5.2.2), muones (Sec. 5.2.3) y jets (Sec. 5.2.4). Adicionalmente, se define un procedimiento de eliminación de objetos superpuestos, que se aplica sobre los objetos base, en la Sección 5.2.5.

5.2.1. Fotones

Los fotones con selección base poseen un p_T mayor a 20 GeV, un $|\eta|$ menor a 2.37 y fuera de la región de transición barril-tapas ($1.37 < |\eta| < 1.51$), y una selección de identificación *loose*. Los fotones señal, además de contar con los requerimientos de la selección base, cuentan con una selección *tight* en

las lluvias electromagnéticas del calorímetro EM y un requerimiento en la energía de aislamiento la cual no puede ser mayor a 5 GeV en un radio $\Delta R_\eta = 0.2$, con $\Delta R_\eta = \sqrt{\eta^2 + \phi^2}$, alrededor del deposito de su energía en el calorímetro.

5.2.2. Electrones

Los electrones con una selección base cuentan con un p_T mayor a 10 GeV, un valor de $|\eta|$ menor a 2.47 y una selección de identificación *medium*. Los electrones con una selección señal, son electrones base con un p_T mayor a 20 GeV, con $|\eta|$ fuera de la región de transición barril-tapas ($1.37 < |\eta| < 1.51$), con valor parámetro de impacto transversal $|d_0/\sigma(d_0)|$ menor a 5 y longitudinal $|z_0 \cdot \sin(\theta)|$ menor a 0.4 mm, y que están aislados. Para que un electrón se considere aislado la suma de los p_T de las trazas, excluyendo la traza del electrón y las trazas de conversión, deben contener hasta el 16% del p_T del electrón en un cono con un radio de $\Delta R_\eta = 0.3$

5.2.3. Muones

Se llaman muones base, a muones con un p_T mayor a 6 GeV, un $|\eta|$ menor a 2.5 y una selección de identificación *loose*. Los muones señal son muones base con un p_T mayor a 20 GeV, con valor de parámetro de impacto transversal $|d_0/\sigma(d_0)|$ menor a 3 y longitudinal $|z_0 \cdot \sin(\theta)|$ menor a 0.4 mm, y además el muon debe ser aislado. Se considera que un muón es aislado si la suma de los E_T del calorímetro alrededor de su traza contiene hasta el 12% del p_T del muón en un cono con un radio de $\Delta R_\eta = 0.3$

5.2.4. Jets

Los jets son reconstruidos con el algoritmo anti- k_t [80] con un parámetro de distancia $R = 0.4$. Se toman como jets base a lo que cuentan con un p_T mayor a 20 GeV y un $|\eta|$ menor a 2.8 (región central) [141]. Los jets señal son aquellos jets base que tienen un p_T mayor a 40 GeV.

5.2.5. Eliminación de objetos superpuestos

Una vez seleccionados los objetos base de los eventos, se aplica sobre ellos una selección entre los objetos que se superponen en un cierto ΔR para evitar considerarlos dos veces. A continuación se describen las reglas de superposición que se aplican entre los objetos para el análisis de 8 TeV:

- Si el cluster de un candidato fotón y un electrón se encuentran en un ΔR_η menor a < 0.01 , el objeto es interpretado como un electrón y el candidato a fotón es descartado. Esto reduce la cantidad de electrones reconstruidos como fotones.
- Si un jet y un electrón (fotón) se encuentran en un ΔR menor a 0.2, el objeto es interpretado como un electrón (fotón) y el jet superpuesto es descartado del evento. En el caso en que un jet y un electrón (fotón) se encuentren en un ΔR entre 0.2 y 0.4, el descartado es el electrón (fotón).
- Finalmente si un jet y un muón se encuentran en un ΔR menor a 0.4, el objeto es interpretado como un jet y el muón es descartado.

5.3. Selección de objetos en 13 TeV

En esta Sección se definen los objetos utilizados en el análisis realizado con una energía de centro de masa de 13 TeV. Al igual que en el análisis de 8 TeV podemos separarlos en dos categorías según su selección: objetos base y objetos señal.

5.3.1. Fotones

Se definen a los fotones base (fotones con una selección base), como fotones que satisfacen los criterios de identificación *tight* [142,143], con un p_T mayor que 25 GeV, $|\eta|$ menor a 2.37, y fuera de la región de transición de barril-tapa del calorímetro electromagnético ($1.37 < |\eta| < 1.52$).

Los candidatos a fotones señal se definen como fotones base con un requerimiento $p_T > 75$ GeV, a los que se les aplica la herramienta “Ambigüedad de Egamma” [144], diseñada para reducir los electrones falsificando fotones, y se les exige que su energía de aislamiento transversal E_T^{iso} , depositada alrededor del candidato a fotón en un cono de $\Delta R = 0.4$, sea menor que $2.45 \text{ GeV} + 0.022 \times p_T$. Notar que en este caso, comparando con el aislamiento utilizado a 8 TeV, se utilizó un corte dependiente de p_T .

5.3.2. Electrones

Los electrones base cuentan con un p_T mayor que 10 GeV, un valor de $|\eta|$ menor a 2.47, un requerimiento en el parámetro de impacto transversal $|d_0/\sigma(d_0)| < 5$, y un criterio de identificación *loose* [145,146], basado en características de las lluvias electromagnéticas, calidad de reconstrucción de las trazas y cercanía entre la traza y la disposición del calorímetro.

Los candidatos a electrones señal, además de los requerimientos base, cuentan con un p_T mayor a 25 GeV, con $|\eta|$ menor a 2.47 y excluyendo la zona de transición de barril-tapa del calorímetro, un criterio de identificación *medium* [145,146], un requerimiento en el parámetro de impacto longitudinal de $|z_0 \cdot \sin(\theta)|$ menor a 0.5 mm, y un criterio de aislamiento sobre el electrón. Para que el electrón se considere aislado la suma escalar del p_T de las trazas dentro de un cono de tamaño variable alrededor del electrón, excluyendo su propia traza, debe ser inferior al 6% de su p_T y la energía del calorímetro de los electrones agrupada en un cono de $\Delta R_\eta = 0.2$ a su alrededor, excluyendo la disposición del mismo electrón, debe ser menor que 6% de su p_T . El radio del cono de aislamiento de la traza viene dado por el menor valor entre $\Delta R_\eta = 10 \text{ GeV}/p_T$ y $\Delta R_\eta = 0.2$, es decir, el tamaño del cono es de 0.2 a bajo p_T y más pequeño a alto p_T .

5.3.3. Muones

Los candidatos a muones son reconstruidos por una combinación de información de trazas del espectrómetro de muones y del detector interno. Los muones base se definen con un $p_T > 10$ GeV, $|\eta|$ menor a 2.7 y con un criterio de identificación *Medium* [147]. Los muones señal además de cumplir con los requerimientos base deben tener un p_T mayor a 25 GeV, contar con un valor del parámetro de impacto transversal $|d_0/\sigma(d_0)|$ menor a 3 y longitudinal $|z_0 \cdot \sin(\theta)|$ menor a 0.5 mm, y estar aislado. Para que un muón se considere aislado la suma escalar del p_T de las trazas dentro de un cono de tamaño variable a su alrededor, excluyendo su propia traza, debe ser inferior al 6% de su p_T . El radio del cono de aislamiento de la traza viene dado por el menor valor entre $\Delta R_\eta = 10 \text{ GeV}/p_T$ y $\Delta R_\eta = 0.3$.

5.3.4. Jets

Los jets son reconstruidos con el algoritmo anti- k_t [80] con un parámetro de distancia $R = 0.4$. Una selección basada en trazas se aplicó para rechazar jets de p_T mayor a 60 GeV y $|\eta|$ menor a 2.4 que se originaron en interacciones *pile-up* [84]. Se toman como jets base a lo que cuentan con un p_T mayor a 20 GeV y un $|\eta|$ menor a 2.8 (región central) [141]. Los jets señal son aquellos jets base que tienen un p_T mayor a 30 GeV y un $|\eta|$ menor a 2.5.

A pesar de que no se utilizaron b -jets explícitamente en la selección en este análisis, se utilizan al momento de definir las regiones de control para la normalización de la producción de $W\gamma$ y de $t\bar{t}\gamma$. Los b -jets son identificados utilizando un algoritmo basado en largos tiempos de vida media, gran multiplicidad de decaimientos, fragmentación y alta masa de los hadrones b en comparación a las de quarks livianos y gluones. La eficiencia nominal del algoritmo de b -tagging es del 77% para b -jets [148].

5.3.5. Eliminación de objetos superpuestos

El procedimiento de eliminación de objetos superpuestos para el análisis a 13 TeV se realizó como sigue:

- Si un fotón y un electrón (muón/jet) se encuentran en un ΔR menor a 0.4, el objeto es interpretado como un electrón (muón,/jet) y el fotón es descartado.
- Si un electrón (muón) y un jet que haya pasado la selección JTV (Sección 3.4) en un ΔR menor al mínimo entre 0.4 y $0.1 + 9.6 \text{ GeV}/p_T^\ell$, con p_T^ℓ el momento transversal del electrón (muón), el objeto es interpretado como un jet y el electrón (muón) es descartado. Sólo en este caso, al momento de computar ΔR se utiliza la rapidez y en vez de la pseudo-rapidez η .

5.4. Regiones de señal

Las regiones de señal son regiones en el espacio de parámetros donde se espera una gran abundancia de eventos de señal de SUSY con respecto a los fondos predichos del Modelo Estándar. Para definirlas se utiliza la significancia [149]:

$$Z_A = \sqrt{2 \left\{ (s+b) \log \left[\frac{(s+b)(b+\sigma_b^2)}{b^2 + (s+b)\sigma_b^2} \right] - \frac{b^2}{\sigma_b^2} \log \left[1 + \frac{s\sigma_b^2}{b(b+\sigma_b^2)} \right] \right\}} \quad (5.1)$$

donde s es el número de eventos señal, b el número de eventos de fondo y σ_b es la incerteza relativa sistemática.

Para realizar la optimización de las regiones de señal se maximiza la expresión anterior fijando el valor de la incerteza relativa sistemática del fondo a 0.25, debido a que este fue aproximadamente el valor que se obtuvo en análisis anteriores en este mismo canal [29].

La definición de las regiones de señal tiene como primer paso seleccionar eventos que contengan en estado final los objetos esperados para el modelo considerado. En este caso, se espera que el evento contenga un fotón señal, un electrón o un muón señal y alta E_T^{miss} . Debido al *trigger* utilizado se espera que el fotón señal tenga un p_T mayor a 125 GeV (145 GeV) en el análisis a 8 TeV (13 TeV) para que se encuentre en la región de p_T donde la eficiencia alcanza su máximo, como puede verse en las Figura 5.1 (5.2). Con respecto al leptón, se considera al leptón señal (electrón o muón) con el momento transverso más alto. Además, cuando el leptón seleccionado es un electrón, se le pide el requisito extra que la masa invariante reconstruida utilizando el electrón y el fotón se encuentre a 15 GeV de distancia de la masa invariante del bosón Z , este corte se aplica con el fin de reducir la cantidad de electrones reconstruidos como fotones. Debido a que los principales procesos del Modelo Estándar que imitan la señal considerada contienen un bosón W , se utiliza una variable discriminadora de eventos con bosones W , llamada masa transversa, definida como:

$$m_T = \sqrt{2p_T^\ell E_T^{\text{miss}} \left(1 - \cos \Delta\phi_{\ell, E_T^{\text{miss}}} \right)} \quad (5.2)$$

donde p_T^ℓ es el momento transverso del leptón más energético del evento. Con el objetivo de reducir la cantidad de eventos del Modelo Estándar en la región de señal se requiere un alto valor de m_T .

Otra variable a considerar al momento de la optimización es H_T^{had} , definida como la suma escalar de los jets señales del evento. Esta variable cuantifica la actividad hadrónica en el evento.

5.4.1. Regiones de señal en 8 TeV

En el análisis a 8 TeV, se construyeron inicialmente regiones de señal correspondientes a cada modo de producción (fuerte y débil). Se denomina SRS a la región de señal que tiene como objetivo seleccionar eventos de señal a partir de la producción vía interacción fuerte de gluinos, y SRW a la que tiene como objetivo seleccionar eventos de señal de producción directa por procesos electrodébiles.

Para ambas regiones se requiere que la separación entre el fotón y el leptón sea mayor a un cono de ΔR_η de 0.7.

En la región SRS se espera una gran actividad hadrónica debido a que el decaimiento a la NLSP se produce por cadenas largas, por lo que es de esperar que la variable H_T^{had} obtenga alto valor respecto a procesos del Modelo Estándar. Otra variable a considerar es m_{eff} definida como :

$$m_{\text{eff}} = E_T^{\text{miss}} + p_T^\gamma + p_T^\ell + H_T^{had} \quad (5.3)$$

donde p_T^γ es el momento transversal del fotón más energético del evento. Esta variable cuantifica la cantidad de energía en el evento considerado.

Para optimizar SRS se calculó la significancia variando los valores de E_T^{miss} y de H_T^{had} o m_{eff} para puntos del modelo. Se tuvieron en cuenta los puntos de señal con $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{W}}) = (800 \text{ GeV}, 500 \text{ GeV})$ y $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{W}}) = (800 \text{ GeV}, 780 \text{ GeV})$. Finalmente, SRS se define con los siguientes requerimientos:

$$m_T > 120 \text{ GeV}, E_T^{\text{miss}} > 220 \text{ GeV}, m_{\text{eff}} > 1000 \text{ GeV} \quad (5.4)$$

En cuanto a la región SRW, se espera una baja actividad hadrónica, es decir que H_T^{had} tome un valor pequeño. Al igual que para SRS se utilizó un punto de señal significativo para la optimización de SRW. En este caso se utilizó la señal que corresponde al punto de $m_{\tilde{W}} = 300 \text{ GeV}$. Finalmente se obtuvo que SRW se define con los siguientes requerimientos:

$$m_T > 120 \text{ GeV}, E_T^{\text{miss}} > 120 \text{ GeV}, H_T^{had} < 100 \text{ GeV} \quad (5.5)$$

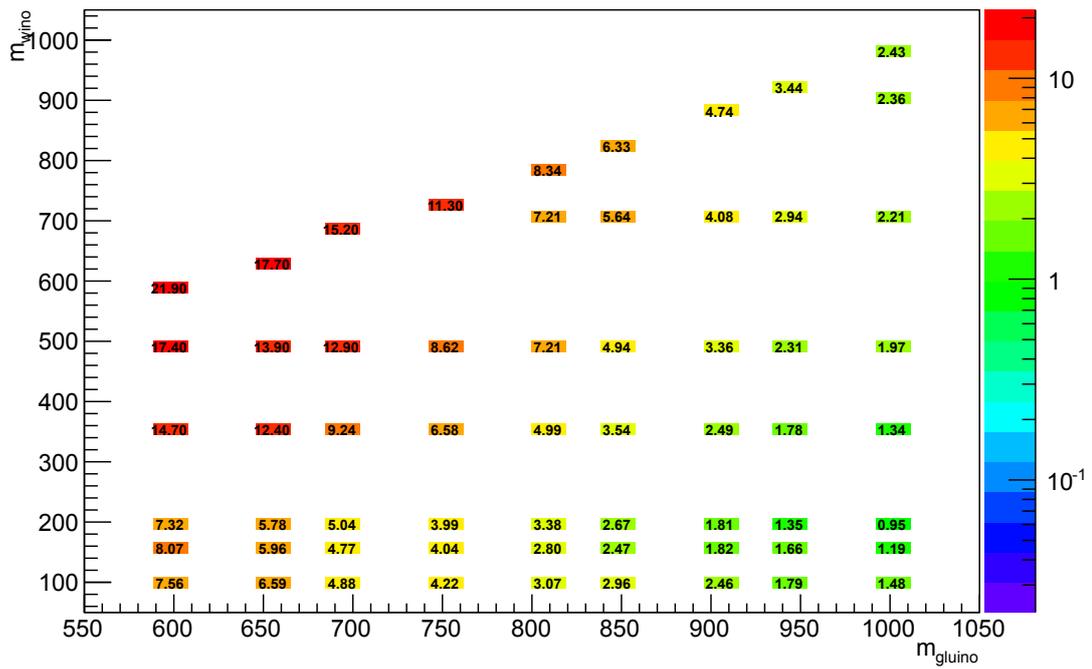
En la Tabla 5.1 se listan los cortes que definen cada una de las regiones de señal. En la Figura 5.3, se muestran las significancias esperadas para las regiones SRS y SRW.

5.4.2. Regiones de señal en 13 TeV

Para el análisis a 13 TeV, se decidió construir 4 regiones de señal, dos regiones del espacio observable que tienen como objetivo seleccionar eventos de señal con una producción de winos mediada por gluinos, y otras dos que tienen como objetivo eventos de señal de producción directa de pares de winos. En todas las regiones se exigió que la separación angular en el plano $x - y$ entre los dos jets más energéticos y E_T^{miss} sea mayor a $\Delta\phi = 0.4$, para evitar la mala reconstrucción de E_T^{miss} .

Para el caso de la producción de winos en la cadena a partir de gluinos se construyeron dos regiones como ya se mencionó anteriormente. SRH, orientada a seleccionar eventos de señal en los que la masa de gluinos y de los winos no difieren en más de 400 GeV. Esto tiene como consecuencia una baja actividad hadrónica y un fotón muy energético en estado final. SRL, está orientada a cubrir el resto del espacio observable. En esta última región se espera una mayor actividad hadrónica, que se traduce en un valor de H_T^{jets} más alto, pero un momento transversal del fotón más moderado. En la Figura

Significancia de señal GGM en SRS



Significancia de señal GGM en SRW

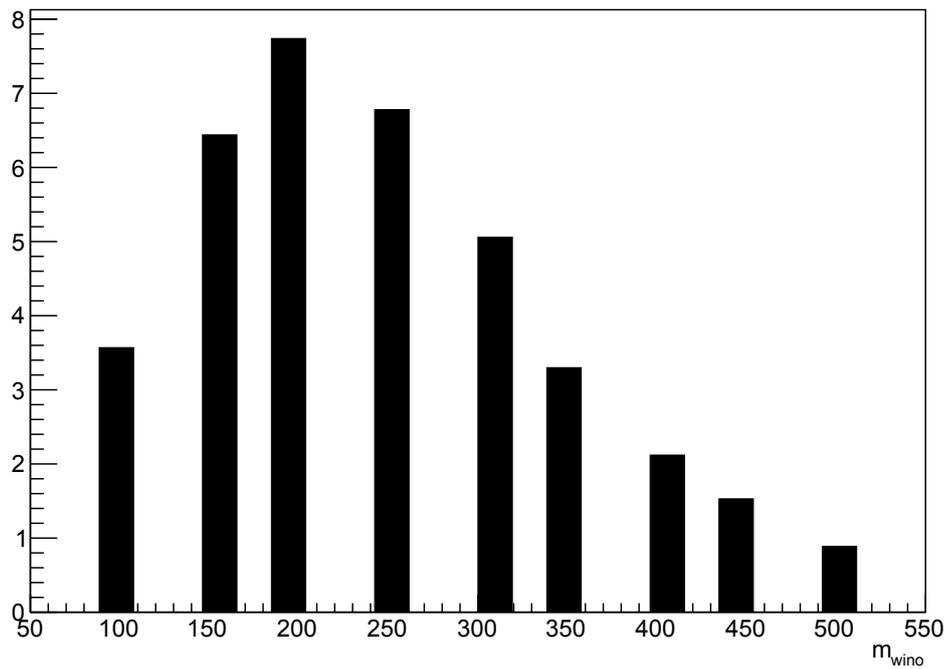


Figura 5.3: Significancia esperada para puntos de señal de GGM de producción de vinos mediada por gluinos en SRS (arriba) y producción de directa de vinos SRW (abajo).

Requerimientos	SRS		SRW	
	El	Mu	El	Mu
$p_T^\gamma >$	125 GeV		125 GeV	
$\Delta R(\gamma, l)$	> 0.7		> 0.7	
$p_T^\ell >$	25 GeV		25 GeV	
Selección de canal	$p_T^{el} > p_T^{mu}$	$p_T^{mu} > p_T^{el}$	$p_T^{el} > p_T^{mu}$	$p_T^{mu} > p_T^{el}$
$ m_Z - ml\gamma >$	15 GeV	—	15 GeV	—
$E_T^{miss} >$	220 GeV		120 GeV	
$m_T >$	120 GeV		120 GeV	
$m_{\text{eff}} >$	1000 GeV		—	
$H_T^{jets} <$	—		< 100 GeV	

Tabla 5.1: Definiciones de las regiones de señal en el análisis de 8 TeV. SRS es la región que se optimizó para producción de winos mediados por gluinos y SRW se optimizó para la producción directa de winos.

5.4, se muestra esquemáticamente a que sector del plano $m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{W}}$ están orientadas las regiones. A pesar de que en una región se espera más actividad hadrónica que en otra, ambas regiones cuentan con al menos dos jets en sus eventos.

Al igual que se hizo para el análisis a 8 TeV, se tuvieron en cuenta algunas muestras representativas para optimizar las regiones. En el caso de SRH, se utilizaron los puntos de señal $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{W}}) = (800 \text{ GeV}, 700 \text{ GeV})$ y $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{W}}) = (1700 \text{ GeV}, 1600 \text{ GeV})$ y se obtuvieron los siguientes requerimientos:

$$p_T^\gamma > 350 \text{ GeV}, E_T^{\text{miss}} > 350 \text{ GeV}, m_T > 200 \text{ GeV}, H_T^{\text{had}} < 800 \text{ GeV} \quad (5.6)$$

Mientras que para el caso de SRL, se utilizaron los puntos $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{W}}) = (800 \text{ GeV}, 300 \text{ GeV})$, $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{W}}) = (1400 \text{ GeV}, 500 \text{ GeV})$ y $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{W}}) = (1900 \text{ GeV}, 800 \text{ GeV})$. Esta región queda definida por los cortes:

$$p_T^\gamma > 145 \text{ GeV}, E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}, m_T > 150 \text{ GeV}, H_T^{\text{had}} > 800 \text{ GeV} \quad (5.7)$$

En la Tabla 5.2 se resumen los cortes que definen a las regiones de señal orientadas a producción de winos originados a partir de los gluinos. En la Figura 5.5, se observan las significancias esperadas para los puntos de señal con winos producidos fuertemente para cada una de las regiones de señal.

En el caso de la producción directa de pares de winos, debido a los resultados obtenidos en el análisis a 8 TeV que se describe en la Sección 7, se construyó una región de señal orientada a winos con masa mayor a 350 GeV, denominada SRW, y otra para winos con masa alrededor de 100 GeV, denominada SRW₁₀₀. En la Figura 5.6, se muestra esquemáticamente a qué rango de $m_{\tilde{W}}$ están orientadas las diferentes regiones. Para definir estas regiones se realizó la optimización en las mismas variables que se utilizaron para el análisis a 8 TeV.

Para optimizar SRW se utilizaron dos puntos de señal, $m_{\tilde{W}} = 400 \text{ GeV}$ y $m_{\tilde{W}} = 800 \text{ GeV}$, y se obtuvieron los siguientes requerimientos:

$$E_T^{\text{miss}} > 150 \text{ GeV}, m_T > 150 \text{ GeV}, H_T^{\text{had}} < 100 \text{ GeV} \quad (5.8)$$

De la misma forma se optimizó SRW₁₀₀ con un punto de señal, $m_{\tilde{W}} = 100 \text{ GeV}$, quedando definida por:

$$E_T^{\text{miss}} > 100 \text{ GeV}, m_T > 30 \text{ GeV}, H_T^{\text{had}} < 60 \text{ GeV} \quad (5.9)$$

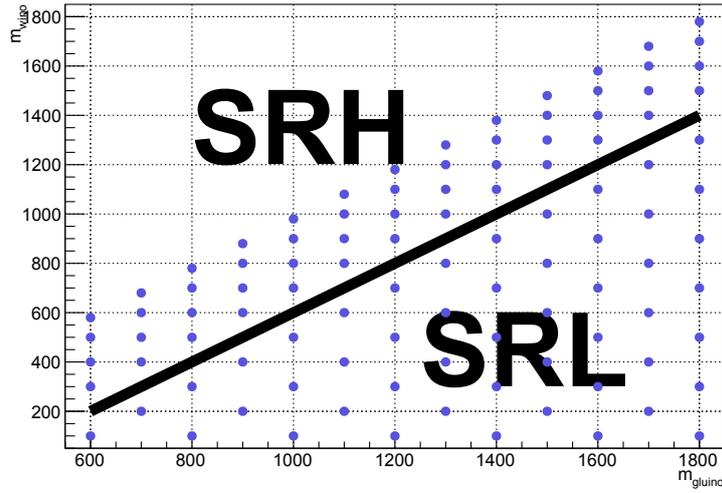
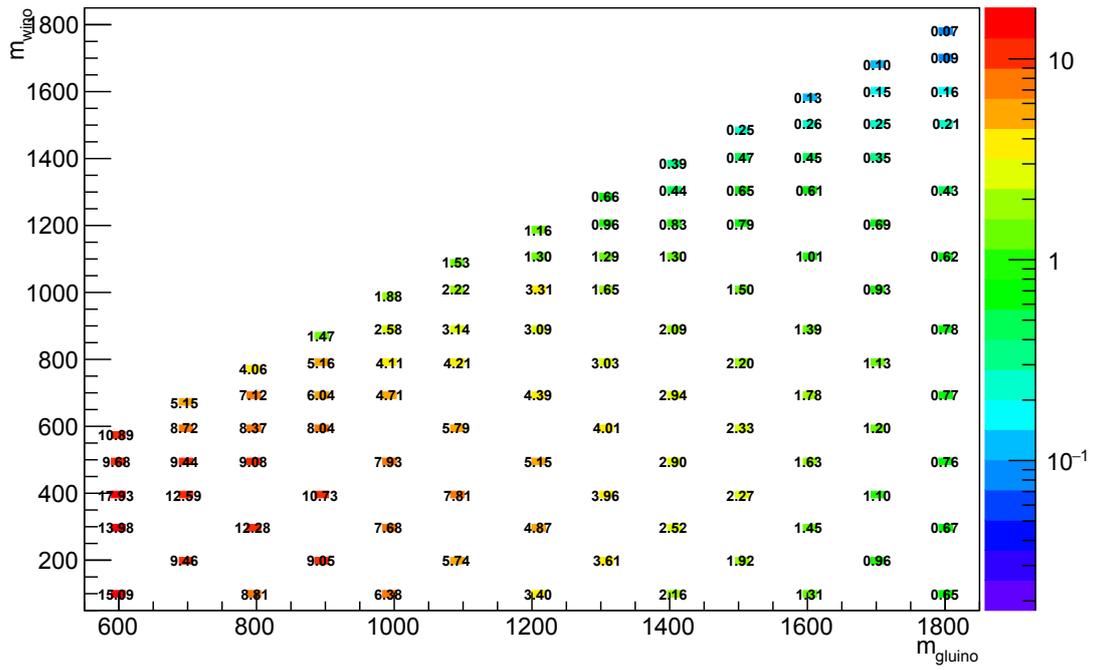


Figura 5.4: Puntos de señal de GGM de producción de winos mediada por gluinos en el plano $m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{W}}$. Se muestra a qué región del plano está orientada cada una de las regiones de señal SRH y SRL.

Requerimientos	SRL		SRH	
	El	Mu	El	Mu
$p_T^\gamma >$	145 GeV		350 GeV	
$\Delta\phi(j_{1,2}, E_T^{\text{miss}})$	>0.4		>0.4	
$\Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}})$	>0.4		>0.4	
$p_T^l >$	25 GeV		25 GeV	
Selección de canal	$p_T^{el} > p_T^{mu}$	$p_T^{mu} > p_T^{el}$	$p_T^{el} > p_T^{mu}$	$p_T^{mu} > p_T^{el}$
$ m_Z - ml\gamma >$	15 GeV	–	15 GeV	–
N_{jets}	≥ 2		≥ 2	
$E_T^{\text{miss}} >$	200 GeV		350 GeV	
$m_T >$	150 GeV		200 GeV	
H_T^{had}	>800 GeV		<800 GeV	

Tabla 5.2: Definiciones de las regiones de señal orientadas a la producción fuerte de winos en el análisis a 13 TeV. SRH se construyó para seleccionar eventos de señal en los que la masa de gluinos y de los winos no difieren en más de 400 GeV, mientras que SRL se definió para cubrir el resto del espacio de masas.

Signal significance SRL



Signal significance SRH

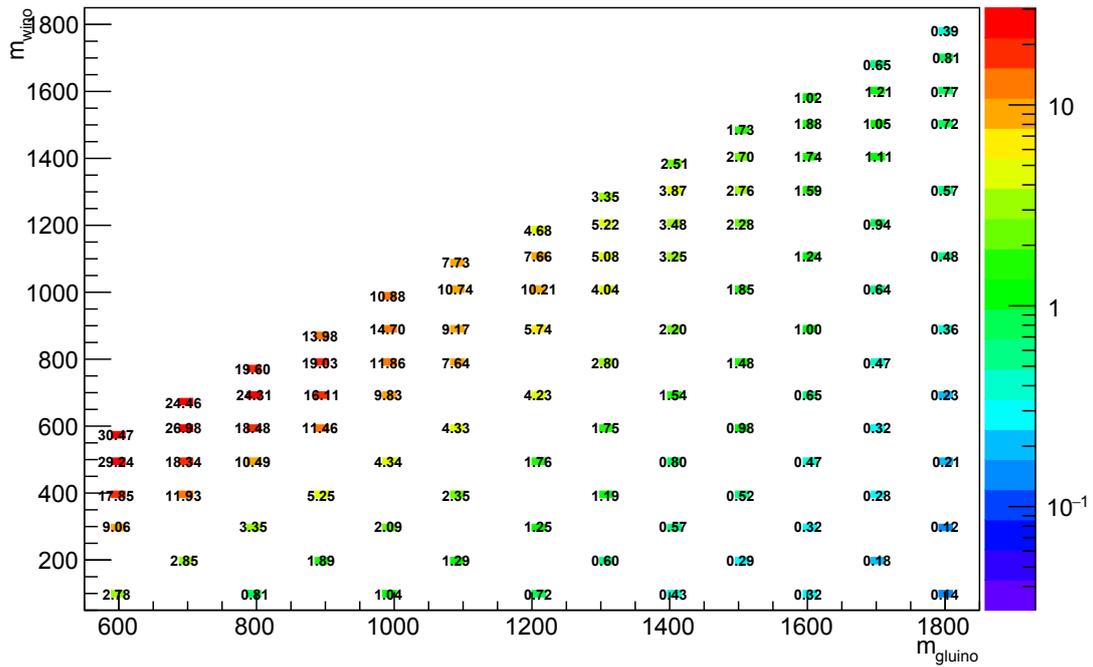


Figura 5.5: Significancia esperada para puntos de señal de GGM de producción de winos mediada por gluinos en SRL (arriba) y en SRH (abajo).

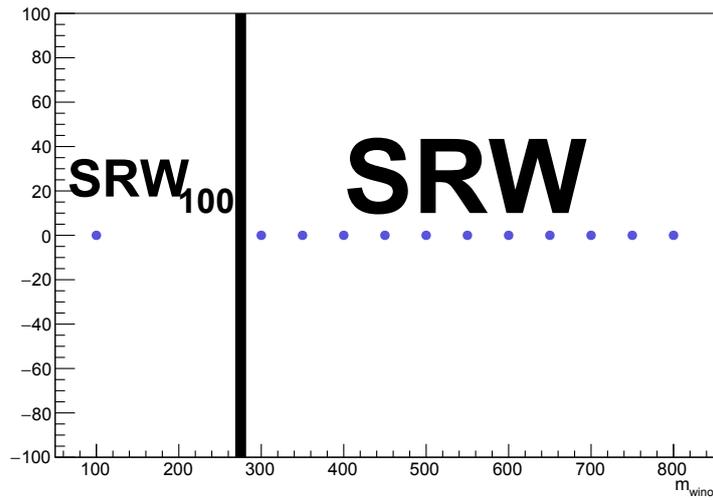
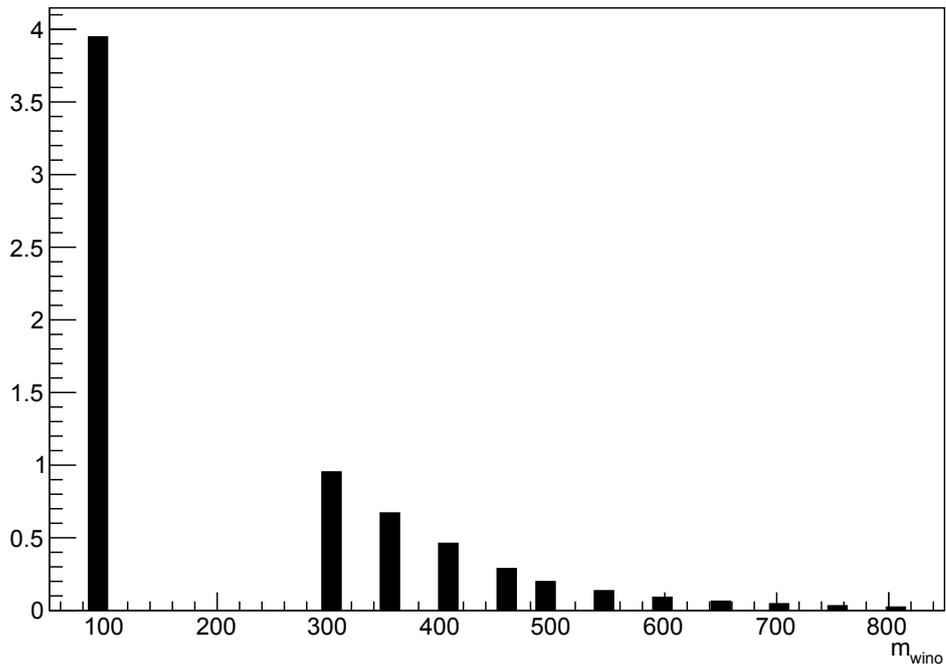


Figura 5.6: Puntos de señal de GGM de producción electrodébil de winos en función de $m_{\tilde{W}}$. Se muestra el espacio observable correspondiente a cada una de las regiones de señal SRW y SRW₁₀₀.

Es de notar que en esta última región el corte de m_T es muy bajo, lo que resulta en un gran solapamiento entre eventos de señal y eventos provenientes de la producción $W\gamma$. Debido a esto último, el análisis utilizando esta región de señal es complejo y muy sensible a la determinación del fondo y sus correspondientes incertezas sistemáticas.

En la Tabla 5.3 se resumen los requerimientos que definen las SRW y SRW₁₀₀. En la Figura 5.7, se observan las significancias esperadas para los puntos de señal con winos producidos electrodébilmente para cada una de las regiones de señal.

Signal significance SRW100



Signal significance SRW

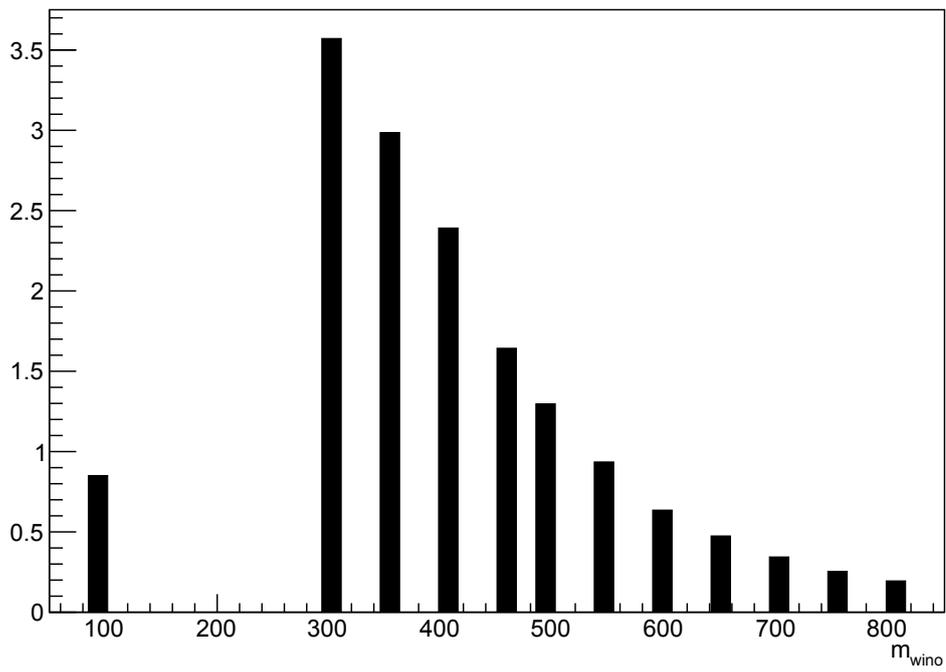


Figura 5.7: Significancia esperada para puntos de señal de GGM de producción directa de vinos en SRW_{100} (arriba) y en SRW (abajo).

Requerimientos	SRW		SRW ₁₀₀	
	El	Mu	El	Mu
$p_T^\gamma >$	145 GeV		145 GeV	
$\Delta\phi(j_{1,2}, E_T^{miss})$	>0.4		>0.4	
$\Delta R(\gamma, l)$	$\in (0.7, 3.)$		<3.2	
$p_T^l >$	25 GeV		25 GeV	
Selección de canal	$p_T^{el} > p_T^{mu}$	$p_T^{mu} > p_T^{el}$	$p_T^{el} > p_T^{mu}$	$p_T^{mu} > p_T^{el}$
$ m_Z - ml\gamma >$	15 GeV	–	15 GeV	–
$E_T^{miss} >$	150 GeV		100 GeV	
$m_T >$	150 GeV		30 GeV	
H_T^{had}	<100 GeV		<60 GeV	

Tabla 5.3: Definiciones de las regiones de señal orientadas a producción directa de vino en el análisis de 13 TeV. SRW se optimizó para vinos con masas mayor a 350 GeV, mientras que SRW₁₀₀ para vinos con masas alrededor de 100 GeV.

ESTRATEGIAS PARA LA ESTIMACIÓN DEL FONDO

Se espera que los procesos de fondo dominantes en este análisis, tanto para las regiones de señal definidas para 8 TeV como para 13 TeV, surjan principalmente de fotones energéticos en asociación con bosones electrodébiles ($W\gamma$ o $Z\gamma$) o quarks tops ($t\bar{t}\gamma$), y eventos con bosones W o decaimientos semileptónicos de quarks tops que vienen acompañados de un jet mal identificado como un fotón. Otras contribuciones más pequeñas surgen de eventos con $t\bar{t}$ o dos bosones electrodébiles que producen un par de leptones en su estado final, uno de los cuales puede ser un electrón posteriormente mal identificado como un fotón. En las próximas Secciones se describen las estrategias utilizadas para estimar cada uno de los fondos antes mencionados.

6.1. Jets identificados como leptones

Para estimar este fondo tanto en los análisis de 8 TeV como en el de 13 TeV se utilizó el método de Matriz, que es un método puramente realizado a partir de datos. Se basa en las diferentes respuestas de los leptones reales y falsos a los requisitos de selección, energía de aislamiento y parámetros de impacto: los leptones falsos tienen una eficiencia más baja de satisfacer estos requisitos, a diferencia de los leptones reales. El método no intenta separar los leptones falsos de diferentes fuentes en la extracción y el uso de las tasas de falsedad, pero se asignan incertezas sistemáticas para cubrir los posibles efectos de esta simplificación.

6.1.1. Método de Matriz

El método de Matriz usa como entrada dos colecciones de leptones a dos niveles con respecto a su selección, nominalmente llamados base y señal. Dada la probabilidad ϵ (ζ) de que un leptón base real (falso) satisfaga los criterios de un leptón señal, se puede relacionar el número de eventos con un leptón que satisface un criterio de selección del leptón base, N_{base} , o señal, $N_{\text{señal}}$, con el número de eventos con un lepton base real, $N_{\text{base}}^{\text{real}}$, o falso, $(N_{\text{base}}^{\text{falso}}$, a través de la siguiente relación:

$$N_{\text{base}} = N_{\text{base}}^{\text{real}} + N_{\text{base}}^{\text{falso}} \quad (6.1)$$

$$N_{\text{señal}} = \epsilon N_{\text{base}}^{\text{real}} + \zeta N_{\text{base}}^{\text{falso}} \quad (6.2)$$

De esta manera el número de eventos de señal falsos se va a corresponder a:

$$N^{j \rightarrow \ell} = \zeta N_{\text{base}}^{\text{falso}} \quad (6.3)$$

Reescribiendo la ecuación anterior en términos de las variables que mensurables (N_{base} , $N_{\text{señal}}$, ϵ y ζ), se obtiene que el número de eventos de jets reconstruidos como leptones es:

$$N^{j \rightarrow \ell} = \frac{\epsilon N_{\text{base}} - N_{\text{señal}}}{\epsilon/\zeta - 1} \quad (6.4)$$

La mayor dificultad en este método es la obtención de los valores de ϵ y ζ . En la siguiente Sección se describe el método de *tag-and-probe*, utilizado para la determinación de eficiencias de electrones o muones, mientras que en las secciones restantes se describe la obtención de los valores de ϵ y ζ para los análisis de 8 TeV y 13 TeV en los canales de muones y electrones.

Método *Tag & Probe*

El método *tag-and-probe* se utiliza para obtener una muestra limpia y no sesgada de electrones o muones, como puede ser el caso de la medición de las eficiencias de identificación y reconstrucción. Este método utiliza señales características de $Z \rightarrow ee$ ($Z \rightarrow \mu\mu$) y $J/\psi \rightarrow ee$ ($J/\psi \rightarrow \mu\mu$). En ambos casos, un criterio de selección muy estricto se realiza sobre uno de los dos objetos, al que se lo denomina *tag*, y el objeto restante es utilizado para la medición de la eficiencia, a este se lo denomina *probe*. Se aplican otras selecciones adicionales para aumentar el rechazo del fondo, como son que pasen los criterios de calidad de datos de ATLAS, en particular los que están relacionados con el detector interno y el calorímetro. Además, se requiere al menos un vértice primario reconstruido con tres trazas en el evento. El par de electrones o muones *tag-and-probe* debe cumplir los requerimientos en su masa invariante reconstruida, además de tener cargas opuestas.

Las muestras de *probes* están contaminadas por objetos de los fondos, como por ejemplo, hadrones reconstruidos como electrones, electrones provenientes de decaimientos de sabores pesados o conversiones de fotones. Esta contaminación se estima realizando un ajuste a datos de señal más fondo combinado. El número de electrones/muones es independientemente estimado para electrones *probes* antes y después de haber pasado los criterios de *trigger*.

Eficiencias a 8 TeV

En el canal de electrones, se consideran base a aquellos eventos con electrones que pasan la selección *loose* sin ningún otro requerimiento, mientras que los eventos con electrones que satisfagan los requerimientos de un electrón señal en el análisis (*medium* y que cumpla el criterio de aislamiento descrito en la sección 5.2.2) se los toma como eventos señal. En cuanto al canal de muones, se consideran muones base a los muones señal del análisis, pero sin requisitos en la energía de aislamiento, y muones señal a los muones señal del análisis.

La probabilidad de que un leptón real pase la selección de señal ϵ se midió utilizando el método de *tag-and-probe* en datos sobre la resonancia del Z , como se explicó en la Sección anterior. Para elegir estos eventos en cada canal se utilizó una selección específica. En la Tabla 6.1 puede observarse la selección para cada canal.

Finalmente se midió, para cada canal, ϵ en función de p_T , η y ϕ , como puede observarse en los gráficos de la la Figura 6.1 . Debido a que en todas las variables ϵ tiene un comportamiento casi constante, en el análisis se utilizó un valor medio y las diferencias fueron incluidas como incertezas sistemáticas. Los valores utilizados en cada canal son:

$$\epsilon_{\text{el}} = 0.98 \pm 0.02 \quad (6.5)$$

$$\epsilon_{\text{mu}} = 0.94 \pm 0.03 \quad (6.6)$$

Para medir ζ se utilizó la selección base, pero a bajo E_T^{miss} y bajo m_T con el objetivo de minimizar

Requerimiento	Electrón	Muón
Trigger	EF_e24vh_medium1	EF_mu24i_tight
$p_T^\ell >$	20 GeV	20 GeV
$ \eta_{clus} <$	2.47	2.4
$m_{\ell\ell} \in$	(80 GeV, 100 GeV)	(80 GeV, 100 GeV)
leptón <i>tag</i> ID	Tight	Tight

Tabla 6.1: Requerimientos para seleccionar eventos del Z utilizados en el método de *tag-and-probe*.

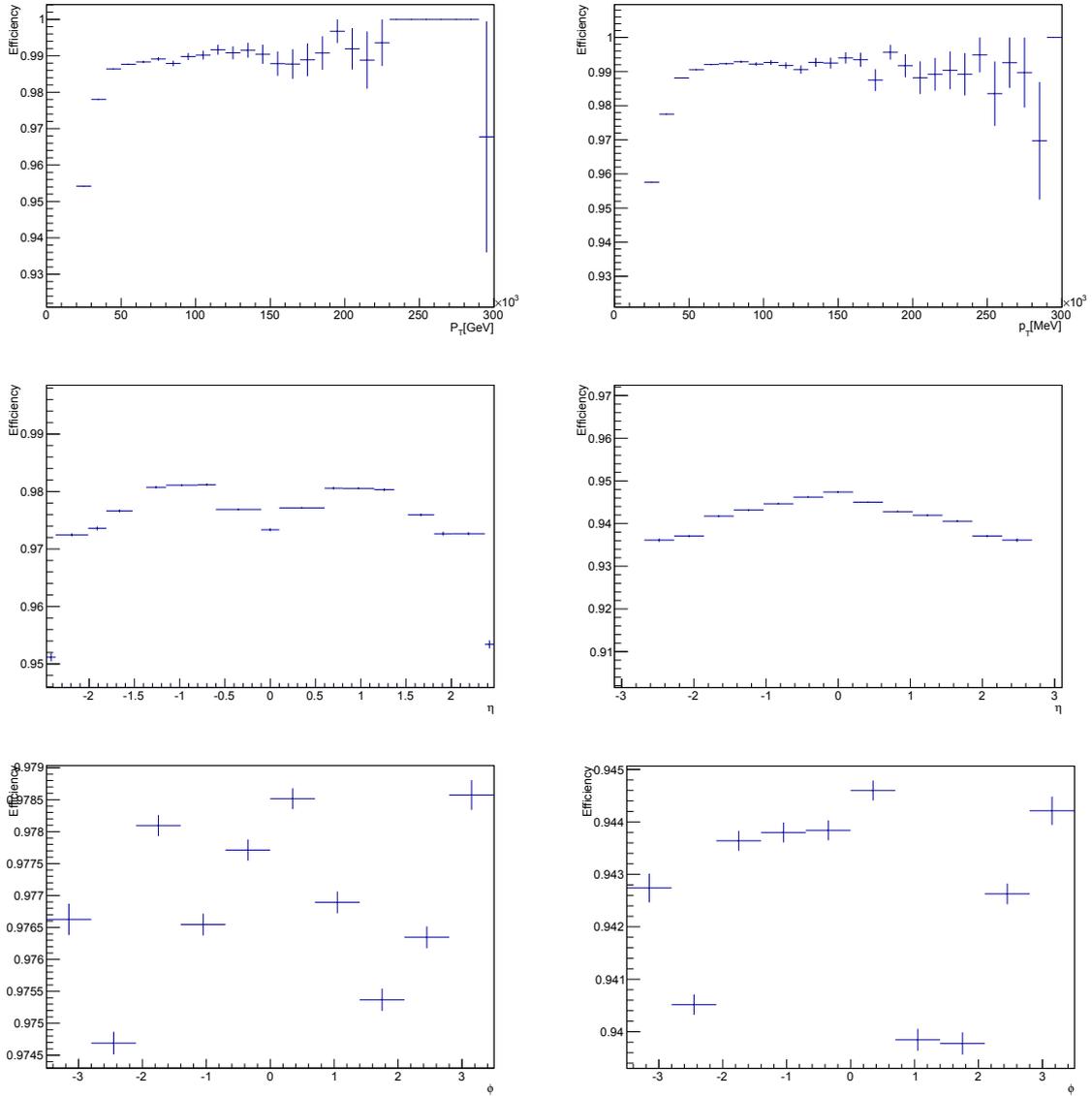


Figura 6.1: Probabilidad ε de que un leptón real pase la selección de señal para electrones (izquierda) y muones (derecha), en función de p_T (arriba), η (medio) y ϕ (abajo).

la contribución de leptones reales provenientes del decaimiento del W . Las contribuciones de los fondos con Z , $\gamma\gamma$ y del $W\gamma$ fueron sustraídas utilizando la predicción de las simulaciones de MC. En las Tablas 6.2 y 6.3 se muestran el número de eventos de datos y de fondo esperados con selección base y señal respectivamente, en regiones con distintos cortes E_T^{miss} y m_T , en el canal de electrones. En las Tablas 6.4 y 6.5 se presentan los correspondientes valores para el canal de muones. Finalmente, se midió ζ en las mismas regiones mencionadas anteriormente, como se muestra en la Tabla 6.6 para el canal de electrones y en la Tabla 6.7 para el canal de muones.

E_T^{miss} [GeV]	m_T [GeV]	Datos base	$W\gamma$ base	Z base	$\gamma\gamma$ base	Total
20	–	8157	179	151	951	6876
20	15	1723	23	15	198	1487
20	10	1108	15	10	125	958
15	10	805	10	6	87	702
15	15	1256	16	11	142	1087
15	20	1721	21	15	194	1491
15	–	5139	103	71	601	4364
20	20	2326	31	22	270	2003
10	20	995	13	9	121	852
10	–	2357	45	33	293	1986

Tabla 6.2: Número de eventos de datos y de fondos con un electrón para una selección base.

E_T^{miss} [GeV]	m_T [GeV]	Datos señal	$W\gamma$ señal	Z señal	$\gamma\gamma$ señal	Total
20	–	1055	159	102	130	664
20	15	175	20	12	21	122
20	10	120	13	8	15	84
15	10	89	9	6	11	63
15	15	132	14	9	15	94
15	20	180	19	13	21	127
15	—	657	92	63	82	420
20	20	236	26	17	29	164
10	20	107	10	8	13	76
10	—	308	40	30	39	199

Tabla 6.3: Número de eventos de datos y de fondo con un electrón con una selección de señal.

El valor de ζ utilizado para el análisis, fue un promedio de los valores obtenidos para las distintas regiones, con una incerteza que tiene en cuenta las variaciones de los factores. Los factores medidos son:

$$\zeta_{\text{el}} = 0.090 \pm 0.008 \quad (6.7)$$

$$\zeta_{\text{mu}} = 0.12 \pm 0.04 \quad (6.8)$$

Vale aclarar que las regiones con alto m_T no fueron consideradas al momento de computar el valor de

E_T^{miss} [GeV]	m_T [GeV]	Datos base	$W\gamma$ base	Z base	$\gamma\gamma$ base	Total
25	30	356	76	35	1	244
25	15	169	34	15	0	120
25	20	237	48	22	1	166
15	15	97	18	8	0	71
15	20	128	25	13	0	90
15	30	197	40	20	0	137
20	15	135	26	13	0	96
20	30	279	58	28	1	192

Tabla 6.4: Número de eventos de datos y de fondo con un muón para una selección base.

E_T^{miss} [GeV]	m_T [GeV]	Datos señal	$W\gamma$ señal	Z señal	$\gamma\gamma$ señal	Total
25	30	121	61	29	0	31
25	15	58	27	13	0	18
25	20	77	38	19	0	20
15	15	29	14	7	0	8
15	20	38	19	10	0	9
15	30	57	32	17	0	8
20	15	45	21	10	0	14
20	30	94	46	24	0	24

Tabla 6.5: Número de eventos de datos y de fondo con un muón para una selección de señal.

E_T^{miss} [GeV]	m_T [GeV]	ζ_{el}
20	—	0.097 ± 0.004
20	15	0.082 ± 0.007
20	10	0.088 ± 0.009
15	10	0.090 ± 0.011
15	15	0.086 ± 0.0091
15	20	0.085 ± 0.007
15	—	0.096 ± 0.004
20	20	0.082 ± 0.006
10	20	0.089 ± 0.010
10	—	0.100 ± 0.007

Tabla 6.6: Probabilidad ζ_{el} de que un jet reconstruido como electrón que satisface la selección base, también satisfaga la selección de señal, en regiones con distintos cortes de E_T^{miss} y m_T . Las incertezas de los factores en esta Tabla son sólo estadísticas.

E_T^{miss} [GeV]	m_T [GeV]	ζ_{mu}
25	30	0.127 ± 0.021
25	15	0.150 ± 0.033
25	20	0.120 ± 0.025
15	15	0.113 ± 0.038
15	20	0.100 ± 0.032
15	30	0.058 ± 0.020
20	15	0.146 ± 0.036
20	30	0.125 ± 0.024

Tabla 6.7: Probabilidad de ζ_{mu} que un jet reconstruido como muón que satisface la selección base, también satisfaga la selección de señal, en regiones con distintos cortes de E_T^{miss} y m_T . Las incertezas de los factores en la Tabla son estadísticas.

ζ para el canal muónico debido a la alta contaminación de los fondos.

Eficiencias a 13 TeV

En el caso del análisis de datos a partir de colisiones a 13 TeV, los valores de los factores del método de Matriz ε y ζ fueron tomados de un análisis del grupo de SUSY de ATLAS, en el que se realizan búsquedas de partículas supersimétricas producidas fuertemente con estado final de tres leptones o leptones con igual signo [150, 151].

Debido a la gran variación en los valores de ε y ζ en función de p_T y η , no se tomó un promedio como se hizo en el análisis de 8 TeV, sino que se utilizaron los factores en función de p_T y η . En las Tablas 6.8 y 6.9 se muestran los valores de ε para ambos canales, y en las Tablas 6.10 y 6.11 los de ζ .

p_T	$ \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.45$	$1.45 < \eta < 2.37$
(25 GeV, 30 GeV)	0.8328 ± 0.0010	0.8739 ± 0.0010	0.8592 ± 0.0010
(30 GeV, 35 GeV)	0.8726 ± 0.0006	0.8974 ± 0.0008	0.8781 ± 0.0010
(35 GeV, 40 GeV)	0.9031 ± 0.0005	0.9139 ± 0.0006	0.8998 ± 0.0008
(40 GeV, 50 GeV)	0.9332 ± 0.0003	0.9377 ± 0.0004	0.9275 ± 0.0005
(50 GeV, 60 GeV)	0.9525 ± 0.0005	0.9567 ± 0.0006	0.9437 ± 0.0010
(60 GeV, 80 GeV)	0.9687 ± 0.0006	0.9724 ± 0.0007	0.9599 ± 0.0010
(80 GeV, ∞)	0.9812 ± 0.0008	0.9797 ± 0.0010	0.9708 ± 0.0020

Tabla 6.8: Valores de ε en función de p_T y η para el canal de electrones.

6.2. Jets identificados como fotones

Los fotones “falsos” debidos a jets mal identificados como fotones provienen principalmente de los fondos de multijets, de W +jets y de decaimientos semileptónicos del $t\bar{t}$, y pueden ser una fuente importante de contaminación del SM en las regiones de señal. En esta Sección se describen dos métodos distintos que fueron utilizados para la determinación de este fondo. El primero, denominado método de *template* (Sección 6.2.1), se utilizó en el análisis a 8 TeV, y el segundo método, denominado ABCD (Sección 6.2.2), que se utilizó en el análisis a 13 TeV.

p_T	$ \eta < 0.6$	$0.6 < \eta < 1.2$	$1.2 < \eta < 1.8$	$1.8 < \eta < 2.7$
(25 GeV, 30 GeV)	0.9274 ± 0.0006	0.9263 ± 0.0007	0.9272 ± 0.0007	0.9245 ± 0.0008
(30 GeV, 35 GeV)	0.9452 ± 0.0004	0.9428 ± 0.0005	0.9421 ± 0.0005	0.9393 ± 0.0006
(35 GeV, 40 GeV)	0.9650 ± 0.0004	0.9648 ± 0.0003	0.9627 ± 0.0004	0.9589 ± 0.0004
(40 GeV, 50 GeV)	0.9808 ± 0.0003	0.9817 ± 0.0002	0.9818 ± 0.0002	0.9789 ± 0.0002
(50 GeV, 60 GeV)	0.9873 ± 0.0003	0.9877 ± 0.0003	0.9883 ± 0.0003	0.9861 ± 0.0003
(60 GeV, 70 GeV)	0.9897 ± 0.0005	0.9906 ± 0.0004	0.9908 ± 0.0004	0.9882 ± 0.0005
(70 GeV, 80 GeV)	0.9916 ± 0.0006	0.9924 ± 0.0006	0.9909 ± 0.0007	0.9892 ± 0.0008
(80 GeV, ∞)	0.9919 ± 0.0006	0.9924 ± 0.0006	0.9920 ± 0.0006	0.9903 ± 0.0008

Tabla 6.9: Valores de ε en función de p_T y η para el canal de muones.

p_T	ζ_{el}
(25 GeV, 30 GeV)	0.1087 ± 0.0255
(30 GeV, 40 GeV)	0.2943 ± 0.0574
(40 GeV, ∞)	0.2505 ± 0.0850

Tabla 6.10: Valores de ζ en función de p_T para el canal de electrones.

p_T	ζ_{mu}
(25 GeV, 30 GeV)	0.1040 ± 0.0247
(30 GeV, 40 GeV)	0.1535 ± 0.0545
(40 GeV, 50 GeV)	0.1715 ± 0.0750
(50 GeV, ∞)	0.1755 ± 0.0504

Tabla 6.11: Valores de ζ en función de p_T para el canal de muones.

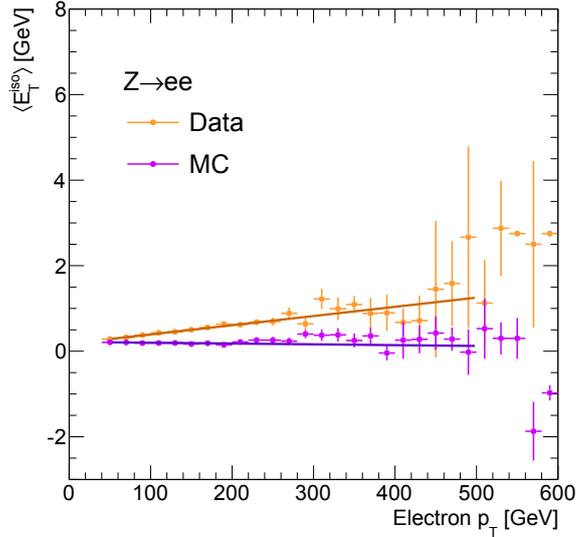


Figura 6.2: Distribuciones de la energía de aislamiento de electrones provenientes de eventos $Z \rightarrow ee$ en datos y MC, en función de p_T [152].

6.2.1. Método de *template*

Como se mencionó, el método de *template* se utiliza para determinar la cantidad de eventos con jets mal reconstruidos como fotones. En este método, las formas funcionales de las variables de la señal (fotones) y del fondo (jets) se determinan utilizando datos: El perfil de la distribución de aislamiento de la señal se extrae de una muestra pura de electrones obtenida con el método de *tag-and-probe* (Sección 6.1.1) en el decaimiento de $Z \rightarrow ee$, teniendo en cuenta que la distribución de aislamiento de electrones y aquellas de fotones son muy similares en el calorímetro EM. La muestra de electrones es obtenida de eventos de datos que cumplen los siguientes cortes de selección, después de la selección base (ver Sección 3):

- Requerimiento de *trigger*: `EF_2e12Tvhi_loose1 || EF_e24vhi_medium1 || EF_e60_medium1`
- Dos electrones con una selección *medium*, con cargas opuestas y uno con un $p_T > 50$ GeV y otro con $p_T > 25$ GeV .
- $E_T^{\text{miss}} < 40$ GeV
- $81 \text{ GeV} < m_{ee} < 101 \text{ GeV}$

Como resultado de esta selección, la contaminación debida a decaimientos de procesos del SM distintos del Z es despreciable (menor a 1%). Finalmente, al electrón *tag* se le aplica, además de lo antes mencionado, una selección *tight*, mientras que al electrón *probe* se le pide que pase todos los requerimientos del análisis a excepción del aislamiento.

La Figura 6.2 se extrajo de un estudio [152] en el se comparó la distribución de aislamiento del electrón en función de p_T en los decaimientos de $Z \rightarrow ee$ en datos y en MC, y se evidencia que existe una clara dependencia en datos del aislamiento en función del p_T a diferencia de lo que se observa en simulaciones. El factor de corrección se calculó realizando un ajuste de una recta, y resulta de 2.617×10^{-4} . Este factor es aplicado sobre los datos.

En ese mismo estudio, se realizó una comparación entre la distribución de energía de aislamiento de fotones reales y de electrones, corregidos por aislamiento y sin corregir. Para este propósito se utilizó el decaimiento de $Z \rightarrow ee\gamma$. Vale la pena aclarar que no se utilizan directamente los fotones de

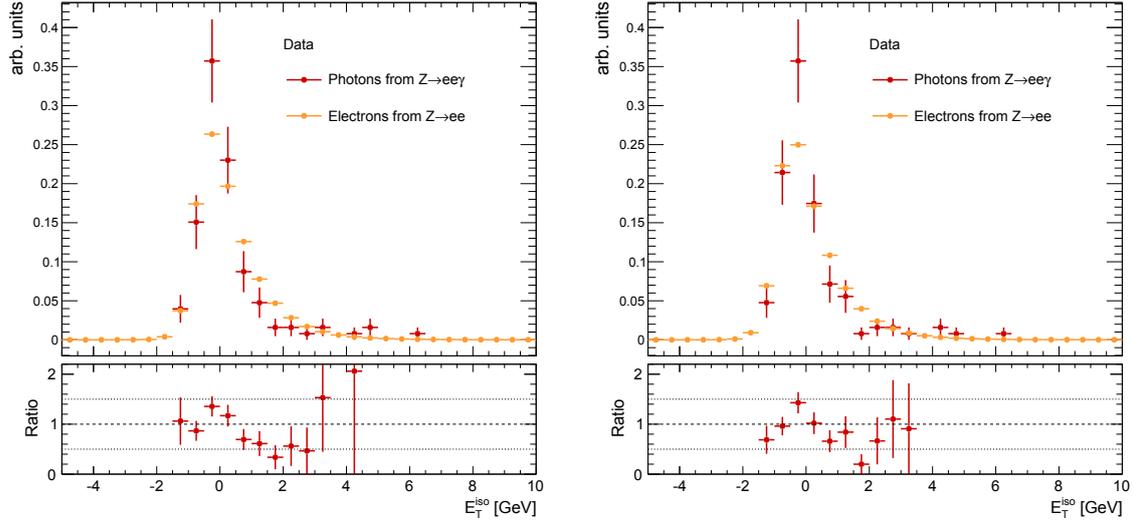


Figura 6.3: Comparación datos/MC de la distribución del aislamiento de electrones provenientes de $Z \rightarrow ee$ a la izquierda y la misma comparación luego de aplicar el factor de corrección a la derecha [152].

esta fuente debido a que la estadística es muy baja. A pesar de esto, el decaimiento radiativo del Z tiene una alta pureza de fotones reales. La selección para estos eventos se realiza con los siguientes requerimientos:

- *trigger*: EF_2e12Tvhi_loose1 || EF_e24vhi_medium1 || EF_e60_medium1
- Dos electrones con una selección *medium*, con cargas opuestas, uno con un $p_T > 50$ GeV y otro con $p_T > 25$ GeV .
- $E_T^{\text{miss}} < 40$ GeV
- $40 \text{ GeV} < m_{ee} < 85 \text{ GeV}$
- $70 \text{ GeV} < m_{ee\gamma} < 100 \text{ GeV}$

En la Figura 6.3, se muestra la comparación entre las distribuciones de un fotón real proveniente del decaimiento del Z radiativo y electrones a partir del decaimiento del Z . A la derecha se observan las mismas distribuciones luego de remover la dependencia con p_T presentando un buen acuerdo, mostrando así que la distribución de energía aislamiento de electrones corregida por su dependencia en p_T tiene un comportamiento similar a la distribución de fotones.

En la Figura 6.4, se observa que la distribución del aislamiento de los fotones puede ser descrita por una función Crystal Ball.

La distribución de aislamiento del fondo (jets mal reconstruidos como fotones), es determinada utilizando una muestra con alta contaminación de fondo. Esta muestra se obtiene seleccionando fotones que pasaron todos los criterios de selección *tight*, pero fallan en al menos uno de los criterios en las variables F_{side} , ω_{s3} , E_{ratio} o ΔE . A esta selección se la denomina *loose' non-tight*. Se encontró que la distribución de aislamiento del fondo es bien descrita por una función Landau+Gaussiana como se muestra en la Figura 6.5.

Para el análisis presentado en esta tesis, el número de jets mal reconstruidos como fotones es obtenido a partir de un ajuste combinando las funciones de señal y fondo a la distribución de aislamiento de fotones *tight* que pasan todos los cortes del análisis, excepto el requerimiento de aislamiento. El ajuste se realizó de manera separada para el canal de muones y el canal de electrones. En la Figura

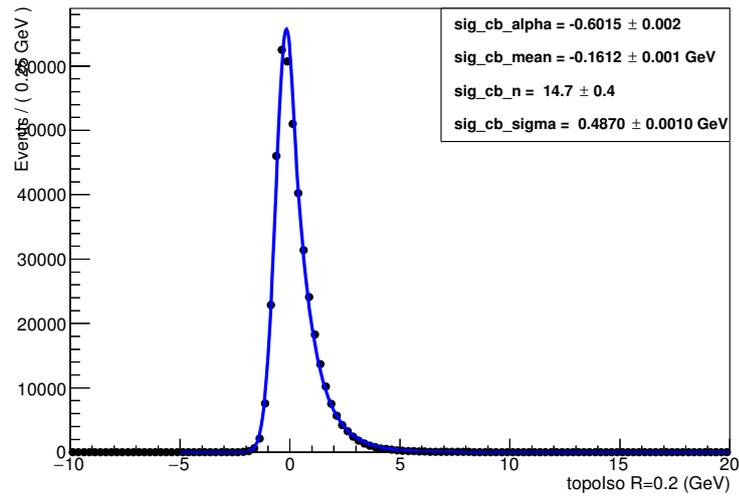


Figura 6.4: Ajuste a la distribución de energía de aislamiento de electrones utilizando una función Crystal Ball.

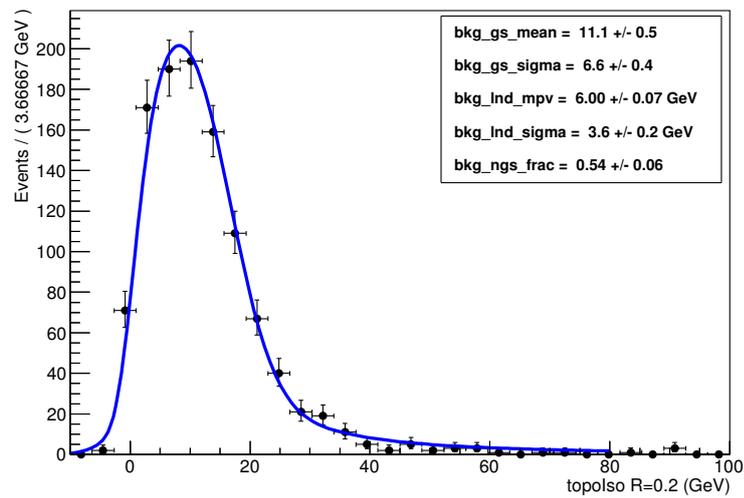


Figura 6.5: Ajuste de una función Landau+Gaussiana a la distribución de energía de aislamiento de fotones *loose' non-tight* de datos.

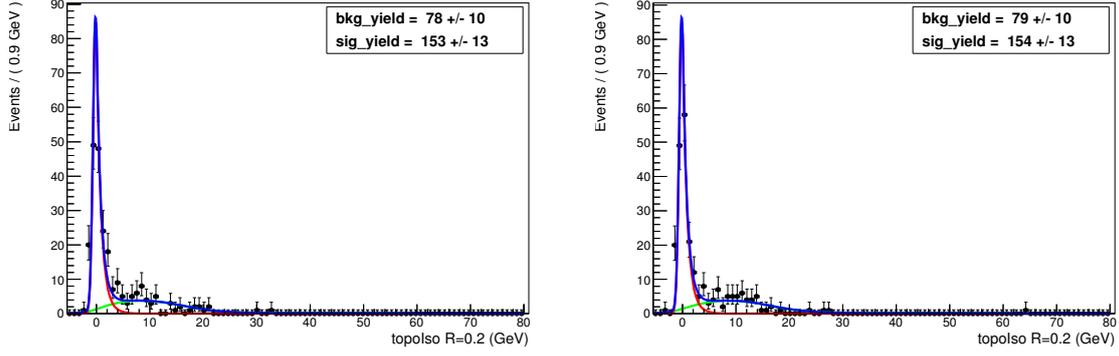


Figura 6.6: Distribución de la energía de aislamiento de fotones *tight* en la región WCRhHT de los datos con los ajustes de señal, fondo y el ajuste combinado. A la derecha el resultado con el canal de electrones y a la izquierda con el de muones.

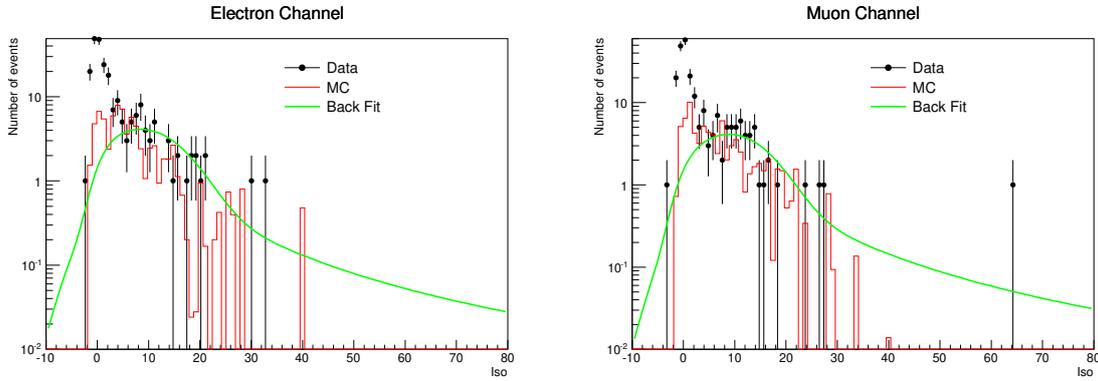


Figura 6.7: Comparación entre las distribuciones de la energía de aislamiento de fotones *tight* en la región WCRhHT de los datos (en negro), simulaciones MC del fondo (en rojo) y el ajuste realizado en datos para el fondo (verde). A la izquierda, las distribuciones para el canal del electrón, y a la derecha, para el canal del muón.

6.6 se muestra la distribución de energía de aislamiento de los fotones *tight* en la región WCRhHT (región sin cortes de aislamiento en fotones) utilizando la forma funcional de las distribuciones de señal y fondo extraídas de lo anterior para el canal de electrones (izquierda) y de muones (derecha).

Se realizó una comparación entre las distribuciones de aislamiento obtenidas del ajuste combinado y de fondos de MC con jets reconstruidos como fotones (principalmente $W+jets$ y semileptónico). Al comparar ambas distribuciones (Figura 6.7) se observa un corrimiento de la posición del máximo. Para tener en cuenta esta diferencia, se obtuvieron factores de escala, SF, que normalizan toda la distribución de aislamiento del MC a la distribución de fondo de los datos, multiplicado por la fracción de eventos con una energía de aislamiento menor a 5 GeV.

$$SF = \frac{N_{data}^{back}}{N_{MC}} \times \frac{N_{data, iso < 5 \text{ GeV}}^{back}}{N_{data}^{back}} \quad (6.9)$$

N_{data}^{back} es la integral total de la función ajustada al fondo, $N_{data, iso < 5 \text{ GeV}}^{back}$ es la integral hasta 5 GeV de la función que describe al fondo y N_{MC} es el número total de eventos de MC que pasan todos los requerimientos del análisis a excepción del de energía de aislamiento del fotón. Los SF que se obtuvieron para los distintos canales son:

$$SF_{el} = 1.52 \pm 0.22 \quad (6.10)$$

$$SF_{mu} = 1.25 \pm 0.17 \quad (6.11)$$

6.2.2. Método ABCD

El método ABCD es un método *data-driven* para determinar el número de eventos con jets mal reconstruidos como fotón. Este método hace uso de los diferentes perfiles de aislamiento esperados para fotones reales y fotones falsos. A estos jets que se parecen a fotones, en lo que sigue los llamaremos fotones *non-tight*, y son definidos como aquellos que pasan los requerimientos de identificación *loose*, pero fallan en al menos uno de los siguientes requerimientos de la selección *tight*: F_{side} , ω_{s3} , E_{ratio} o ΔE . El método de ABCD define una región de señal *A* y tres regiones de control nombradas *B*, *C* y *D*. Para este estudio las regiones se definieron como:

- Requerimientos comunes a todas las regiones: al menos un fotón con $p_T > 145$ GeV, $N_{\text{signal-jets}} \geq 2$ y $N_{\text{leptones}} = 0$.
- Región *A*: fotones *tight* con $E_T^{\text{iso}} < 0$ GeV.
- Región *B*: fotones *tight* con $8 \text{ GeV} < E_T^{\text{iso}} < 27$ GeV.
- Región *C*: fotones *non-tight* con $E_T^{\text{iso}} < 0$ GeV.
- Región *D*: fotones *non-tight* con $8 \text{ GeV} < E_T^{\text{iso}} < 27$ GeV.

donde $E_T^{\text{iso}} = E_T^{\text{cone40}} - 0.022 \times p_T - 2.45$ GeV, con E_T^{cone40} la energía de aislamiento en un cono $\Delta R_\eta = 0.4$ y el término $0.022 \times p_T$ es un factor que corrige la dependencia de E_T^{cone40} en función de p_T . En la Figura 6.8 se muestran de manera esquemática las cuatro regiones definidas en el plano Identificación- E_T^{iso} .

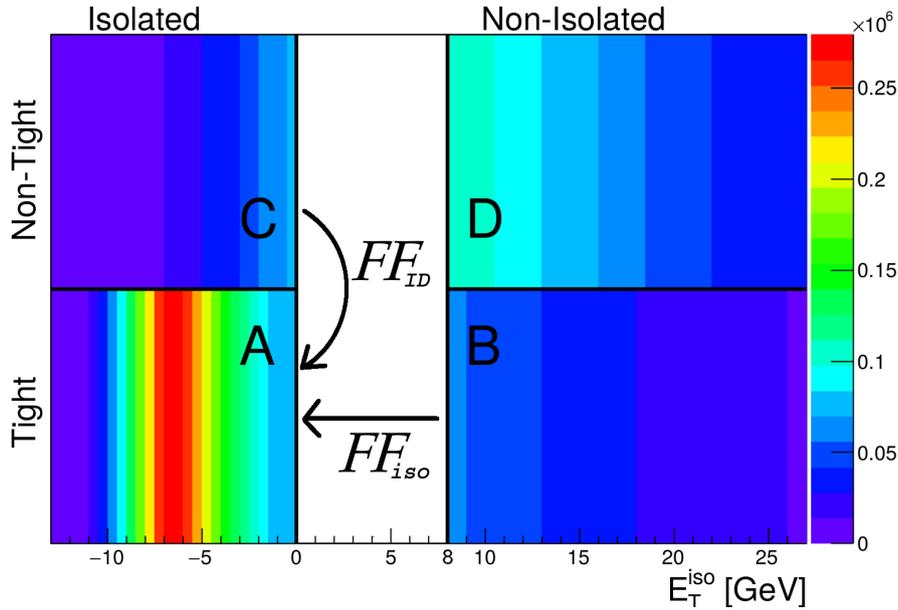


Figura 6.8: Plano ID- E_T^{iso} donde se muestran de modo esquemático las regiones *A*, *B*, *C* y *D* definidas para el método.

Si se supone que no hay contaminación de señal en las regiones de control *B*, *C* y *D*, esto quiere decir que en estas regiones hay sólo fondo ($N_{B,C,D} = N_{B,C,D}^b$), y además que no hay correlación entre

la variable de aislamiento (E_T^{iso}) y la forma de las variable consideradas para la discriminación entre fotones *non-tight* y fotones ($F_{\text{side}}, \omega_{s3}, E_{\text{ratio}}$ o ΔE), la siguiente relación es válida:

$$\frac{N_B^b}{N_A^b} = \frac{N_D^b}{N_C^b} \quad (6.12)$$

La Figura 6.9 muestra las distribuciones de E_T^{iso} para los candidatos a fotones *tight* y los fotones *non-tight*, siendo esta última (región D) normalizada a la cola de la distribución de energía de aislamiento de los fotones *tight* (región B). El acuerdo entre las formas de las colas de las distribuciones muestra la validez de la suposición anterior.

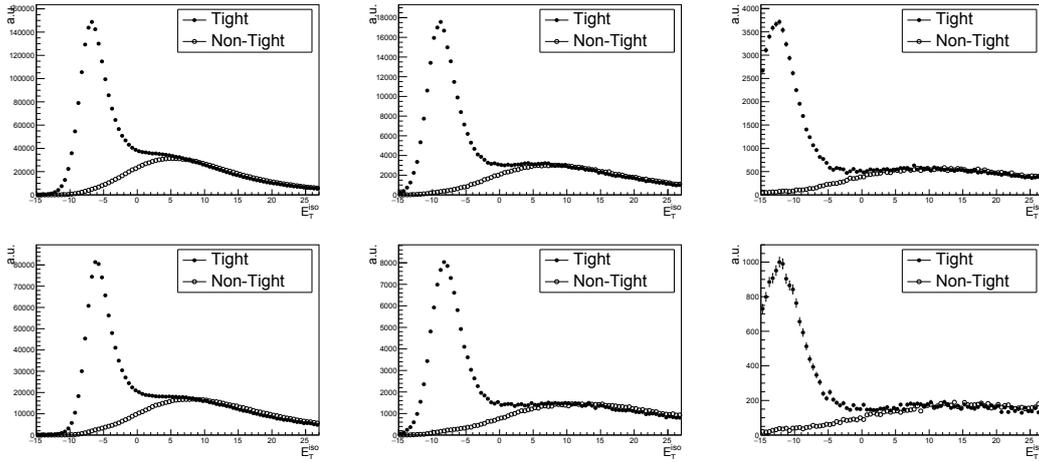


Figura 6.9: Distribución de energía de aislamiento para todos los fotones con p_T : $145 \text{ GeV} < p_T < 200 \text{ GeV}$, $250 \text{ GeV} < p_T < 300 \text{ GeV}$ and $400 \text{ GeV} < p_T$ (columnas de izquierda a derecha) y dos rangos de η : región central ($|\eta| < 1.37$) y región de tapas ($1.52 < |\eta| < 2.37$) (primera y segunda fila respectivamente). Las distribuciones mostradas poseen una luminosidad de 36.1 fb^{-1} . Las distribuciones de fotones *non-tight* están normalizadas de modo tal que las regiones de alta E_T^{iso} tengan el mismo valor integral.

De la relación 6.12 es posible definir dos factores (Se muestran esquemáticamente en la Figura 6.8):

$$FF_{iso} = \frac{N_C}{N_D}, \quad FF_{ID} = \frac{N_B}{N_D} \quad (6.13)$$

Por lo tanto, el número de jets reconstruidos como fotones en la región de señal A puede ser estimado utilizando los factores definidos:

$$N_{j \rightarrow \gamma} = N_A^b = FF_{iso} \times N_B = FF_{ID} \times N_C \quad (6.14)$$

Dos diferentes enfoques son válidos, uno en el cual se modelan los fotones falsos usando los fotones *tight* pero no aislados (fotones de la región B) y se aplica el factor FF_{iso} , y otro en el cual se utilizan fotones *non-tight* aislados (fotones de la región C) y se aplica el factor FF_{ID} . El resultado obtenido por cualquiera de estos dos enfoques debería ser indistinto si el método fuese aplicado para la misma región A para la que los factores fueron definidos. Sin embargo, en este análisis fueron obtenidos con el objetivo de aplicarlos en regiones con requerimientos más estrictos. Por tal razón, se estudió su dependencia en distintas variables.

En la Figura 6.10, las distribuciones de $\Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}})$, E_T^{miss} , p_T , el número de jets y H_T son

mostradas para los fotones en la regiones A , B , C y D . De estas figuras, es claro que las distribuciones de pseudo-fotones en C son más parecidas a los fotones de A de lo que son los pseudo-fotones en B . Por esta razón, se elige para este estudio el factor FF_{ID} . Vale aclarar que para estudios de *trigger* donde este método se utiliza para la sustracción del fondo en la región A , es comúnmente más utilizado el factor FF_{iso} debido a que, como ya se mencionó anteriormente, no se requiere una selección más estricta y la región B cuenta con más estadística que la región C .

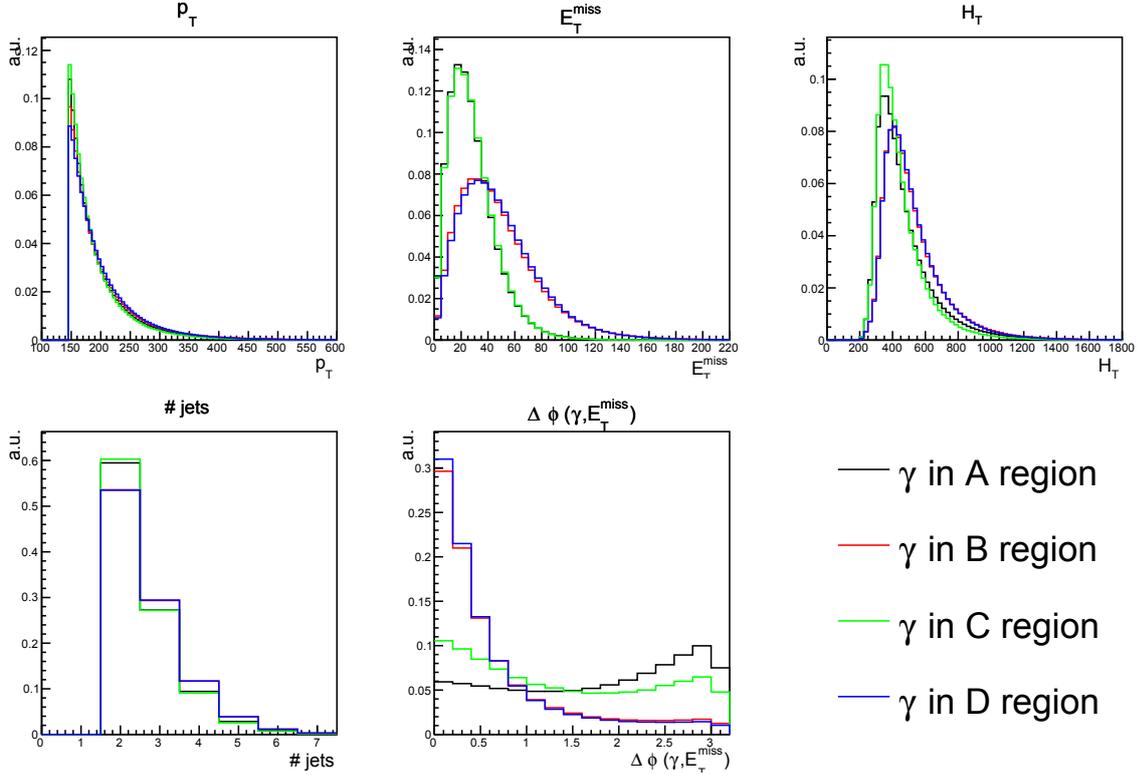


Figura 6.10: Distribuciones de $\Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}})$, E_T^{miss} , p_T , el número de jets y H_T de fotones de las regiones A , B , C y D .

Si se tiene en cuenta la contaminación de señal en las regiones de control, la relación 6.14 se escribe de la siguiente manera:

$$N_{j \rightarrow \gamma} = \frac{N_B - N_B^s}{N_D - N_D^s} \times (N_C - N_C^s) \quad (6.15)$$

Donde $N_{B,C,D}^s$ es el número de fotones reales en cada una de las regiones de control. Para estimar $N_{B,C,D}^s$ se utilizan simulaciones de MC de los principales fondos de SM con fotones reales. En la Tabla 6.12 están computadas las contaminaciones relativas extraídas de MC para cada una de las regiones de control en función de p_T y η .

Además de la corrección por la contaminación de señal, puede existir una correlación en el plano ID- E_T^{iso} . Esta correlación se verá reflejada al comparar las distribuciones *tight* y *non-tight*, y puede ser tomada en cuenta al calcular el siguiente factor:

$$R = \frac{N_A^b N_D^b}{N_B^b N_C^b} \neq 1 \quad (6.16)$$

	N_B/N_B^s	N_C/N_C^s	N_D/N_D^s
p_T [GeV]	$ \eta < 1.37$		
[145, 200]	0.04	0.09	0.002
[200, 250]	0.04	0.11	0.003
[250, 300]	0.04	0.13	0.003
[300, 350]	0.03	0.13	0.003
[350, 400]	0.03	0.14	0.001
> 400	0.04	0.16	0.004
	$1.51 < \eta < 2.37$		
[145, 200]	0.03	0.12	0.002
[200, 250]	0.04	0.15	0.003
[250, 300]	0.03	0.15	0.003
[300, 350]	0.03	0.15	0.001
[350, 400]	0.03	0.18	0.001
> 400	0.03	0.13	0.002

Tabla 6.12: Contribuciones relativas de la contaminación de señal en las tres regiones de control extraídas de las muestras de MC en función de p_T y η .

Sin embargo, ya que R no puede obtenerse a partir de los datos debido a que se desconoce el valor de N_A^b , se calcula un valor equivalente denominado R' :

$$R' = \frac{N_{A'} N_{D'}}{N_{B'} N_{C'}} \quad (6.17)$$

Definiendo estas nuevas regiones primadas como :

- Región A' : fotones *tight* con $9 \text{ GeV} < E_T^{\text{iso}} < 15 \text{ GeV}$.
- Región B' : fotones *tight* con $15 \text{ GeV} < E_T^{\text{iso}} < 27 \text{ GeV}$.
- Región C' : fotones *non-tight* con $9 \text{ GeV} < E_T^{\text{iso}} < 15 \text{ GeV}$.
- Región D' : fotones *non-tight* con $15 \text{ GeV} < E_T^{\text{iso}} < 27 \text{ GeV}$.

Se utiliza 9 GeV como cota inferior debido a que se estima que a partir de este valor la señal de fotones reales empieza a ser despreciable y además se mantiene una estadística suficiente para calcular R' . En la Tabla 6.13 se muestran los valores obtenidos para R' . Se observa que los valores de R' están muy cerca de 1, por lo que, la correlación entre las regiones es muy pequeña.

p_T [GeV]	R'	
	$ \eta < 1.37$	$1.51 < \eta < 2.37$
145 – 200	1.041 ± 0.003	1.069 ± 0.004
200 – 250	1.052 ± 0.006	1.087 ± 0.008
250 – 300	1.056 ± 0.01	1.11 ± 0.01
300 – 350	1.06 ± 0.01	1.08 ± 0.02
350 – 400	1.06 ± 0.02	1.10 ± 0.03
> 400	1.04 ± 0.02	1.07 ± 0.04

Tabla 6.13: Valor de R' con sus incertezas estadísticas.

Finalmente, teniendo en cuenta la contaminación de señal en las regiones de control y las correlaciones, la ecuación para el número esperado de jets reconstruidos como fotones viene dada por:

$$N_{j \rightarrow \gamma} = N_A^b = \left[R' \frac{N_B - N_B^s}{N_D - N_D^s} \left(1 - \frac{N_C^s}{N_C} \right) \right] \times N_C = FF_{ID} \times N_C \quad (6.18)$$

Este método presenta varias fuentes de incertezas sistemáticas: En primer lugar, debido al intervalo entre las regiones con baja y alta energía de aislamiento. Se varía este intervalo en 1 GeV y esta variación permite evaluar el sistemático debido a la arbitrariedad de elección de los cortes en E_T^{iso} . Otra incerteza sistemática que fue incluida es debida a que los factores presentan una pequeña variación en función de E_T^{miss} , como puede observarse en la Figura 6.11. Este sistemático es evaluado como la mitad de la diferencia entre la máxima y la mínima variación del factor. En la Tabla 6.14 se muestran los resultados del factor (FF_{ID}) y sus incertezas.

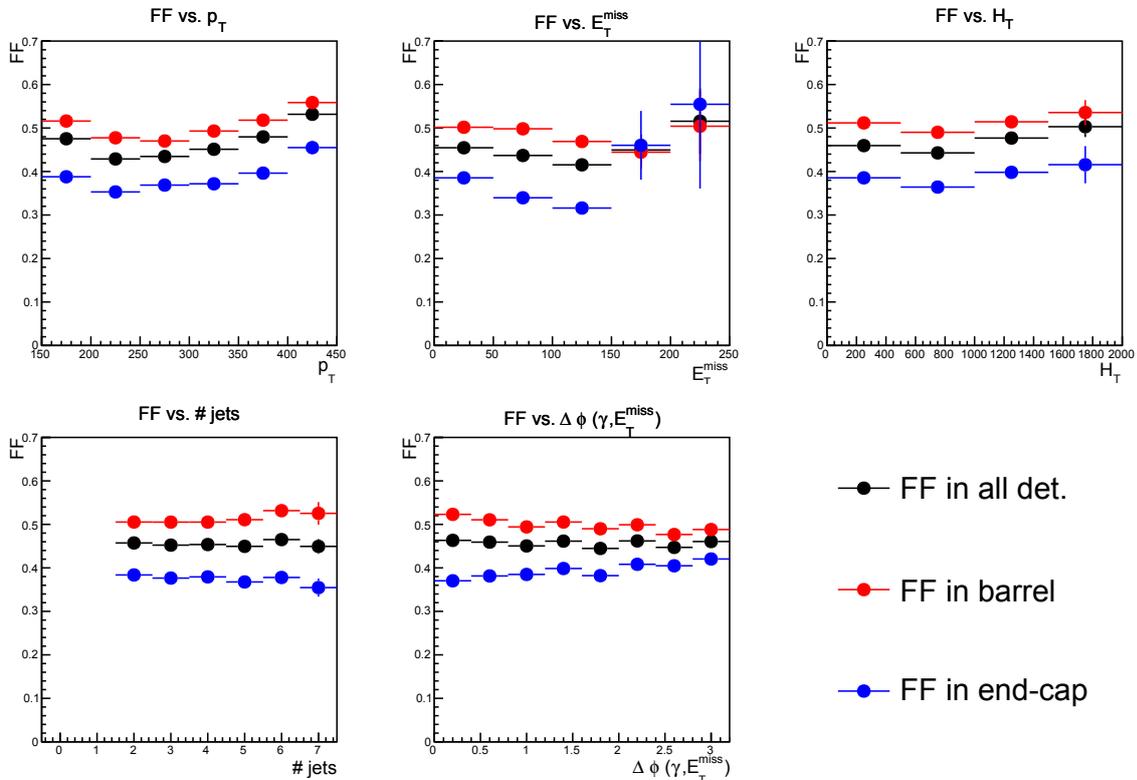


Figura 6.11: Factores FF_{ID} en función de $\Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}})$, E_T^{miss} , p_T , el número de jets y H_T .

6.3. Electrones identificados como fotones

El fondo en donde un electrón del estado final es identificado como un fotón puede provenir de procesos del SM, tales como la producción de dos bosones vectoriales (WW , WZ y ZZ) en estado final o un $t\bar{t}$ donde los W s y Z s decaen completamente a leptones. Este fondo es difícil de estimar a partir de simulaciones, ya que depende en gran medida de la estructura y material del detector que es muy compleja de modelar en todos sus detalles. En la Sección 6.3.1 se describirá como se obtuvieron estos fondos en el análisis a 8 TeV y en la 6.3.2 el método utilizado a 13 TeV.

p_T [GeV]	$ \eta < 1.37$	$1.52 < \eta < 2.37$
[145 – 200]	$0.516 \pm 0.002 \pm 0.08$	$0.388 \pm 0.002 \pm 0.08$
[200 – 250]	$0.478 \pm 0.003 \pm 0.08$	$0.353 \pm 0.003 \pm 0.08$
[250 – 300]	$0.470 \pm 0.005 \pm 0.08$	$0.369 \pm 0.005 \pm 0.08$
[300 – 350]	$0.493 \pm 0.007 \pm 0.08$	$0.372 \pm 0.008 \pm 0.08$
[350 – 400]	$0.52 \pm 0.01 \pm 0.08$	$0.40 \pm 0.01 \pm 0.08$
> 400	$0.56 \pm 0.01 \pm 0.08$	$0.45 \pm 0.02 \pm 0.08$

Tabla 6.14: Factor FF_{ID} para diferentes valores de p_T y η con sus incertezas estadísticas (primer valor) y sistemáticas (segundo valor).

6.3.1. Normalización de los fondos simulados MC

En el análisis a 8 TeV se utilizaron simulaciones de MC para estimar el fondo de electrones reconstruidos como fotones, pero debido a que estos fondos no están simulados con la suficiente precisión, se los normalizó por un factor de escala de datos/MC. Esta escala es obtenida a partir de la eficiencia de que un electrón sea reconstruido como un fotón y que un fotón sea reconstruido como un electrón. En la Tabla 6.15 se muestra el cociente de estas eficiencias de que un electrón sea reconstruido como un fotón dividido la eficiencia que este sea reconstruido como un electrón. Esta eficiencia se calculó utilizando el método de *tag-and-probe* sobre el Z . A partir de esta Tabla se calculan luego los factores de escala necesarios para corregir los MC, los que se muestran en la Tabla 6.16.

Data	50 GeV	75 GeV	100 GeV	125 GeV
$0 \leq \eta < 0.6$	0.024620 ± 0.000269	0.02055 ± 0.00104	0.01736 ± 0.00163	0.01199 ± 0.00172
$0.6 \leq \eta < 1.37$	0.027726 ± 0.000266	0.02235 ± 0.00091	0.02013 ± 0.00131	0.01930 ± 0.00175
$1.52 \leq \eta < 2.47$	0.047900 ± 0.000407	0.03717 ± 0.00123	0.03253 ± 0.00225	0.03369 ± 0.00453
Overall	0.030856 ± 0.000169	0.02470 ± 0.00051	0.02150 ± 0.00086	0.01970 ± 0.00115
Sherpa MC	50 GeV	75 GeV	100 GeV	125 GeV
$0 \leq \eta < 0.6$	0.021254 ± 0.000170	0.017803 ± 0.000420	0.01599 ± 0.00070	0.01312 ± 0.00084
$0.6 \leq \eta < 1.37$	0.022213 ± 0.000164	0.018223 ± 0.000401	0.01460 ± 0.00064	0.01113 ± 0.00081
$1.52 \leq \eta < 2.47$	0.042163 ± 0.000275	0.03457 ± 0.00071	0.02826 ± 0.00115	0.02632 ± 0.00156
Overall	0.026149 ± 0.000108	0.021355 ± 0.000268	0.017909 ± 0.000451	0.01479 ± 0.00054
Powheg MC	50 GeV	75 GeV	100 GeV	125 GeV
$0 \leq \eta < 0.6$	0.02127 ± 0.00611	0.01869 ± 0.00104	0.01534 ± 0.00180	0.01321 ± 0.00283
$0.6 \leq \eta < 1.37$	0.022165 ± 0.000330	0.01900 ± 0.00101	0.01657 ± 0.00175	0.01256 ± 0.00208
$1.52 \leq \eta < 2.47$	0.04145 ± 0.00054	0.03110 ± 0.00163	0.02371 ± 0.00275	0.01938 ± 0.00424
Overall	0.026112 ± 0.000217	0.02110 ± 0.00065	0.01747 ± 0.00111	0.01401 ± 0.00179

Tabla 6.15: Eficiencia de que un electrón sea reconstruido como un fotón dividido la eficiencia de reconstrucción de un electrón utilizando el método *tag-and-probe* en los decaimientos de Z . La incerteza incluye la incerteza estadística y la incerteza del ajuste.

6.3.2. Fondo extraído de datos

En el caso del análisis a 13 TeV, el fondo de electrones reconstruidos como fotones se extrajo directamente de datos. Para ello, el fondo se estimó pesando el número de eventos en una muestra de control con electrones (MCE) por la tasa de eventos falsos. Esta muestra de electrones es obtenida al cambiar el requerimiento de un fotón por el de un electrón en las diferentes regiones de control, señal y validación. Al electrón se le requiere alto p_T y que se encuentre aislado.

Para estimar la tasa de eventos falsos con un electrón reconstruido como fotón, se utilizó un método basado en eventos de datos del $Z(\rightarrow ee)$. Debido a que el bosón Z no decae a un electrón y un fotón,

Data/Sherpa MC	50 GeV	75 GeV	100 GeV	125 GeV
$0 \leq \eta < 0.6$	1.158 ± 0.016	1.154 ± 0.064	1.086 ± 0.112	0.914 ± 0.144
$0.6 \leq \eta < 1.37$	1.248 ± 0.015	1.226 ± 0.057	1.379 ± 0.108	1.734 ± 0.202
$1.52 \leq \eta < 2.47$	1.136 ± 0.012	1.075 ± 0.042	1.151 ± 0.092	1.280 ± 0.188
overall	1.180 ± 0.008	1.157 ± 0.028	1.201 ± 0.057	1.332 ± 0.092
Data/Powheg MC	50 GeV	75 GeV	100 GeV	125 GeV
$0 \leq \eta < 0.6$	1.157 ± 0.333	1.100 ± 0.083	1.132 ± 0.170	0.908 ± 0.234
$0.6 \leq \eta < 1.37$	1.251 ± 0.022	1.176 ± 0.079	1.215 ± 0.151	1.537 ± 0.290
$1.52 \leq \eta < 2.47$	1.156 ± 0.018	1.195 ± 0.074	1.372 ± 0.185	1.738 ± 0.446
overall	1.182 ± 0.012	1.171 ± 0.043	1.231 ± 0.092	1.406 ± 0.198
Data/MC (weighted average)	50 GeV	75 GeV	100 GeV	125 GeV
$0 \leq \eta < 0.6$	1.158 ± 0.016	1.134 ± 0.051	1.100 ± 0.094	0.912 ± 0.122
$0.6 \leq \eta < 1.37$	1.249 ± 0.012	1.209 ± 0.046	1.323 ± 0.088	1.670 ± 0.166
$1.52 \leq \eta < 2.47$	1.142 ± 0.010	1.104 ± 0.036	1.195 ± 0.083	1.349 ± 0.173
overall	1.181 ± 0.007	1.161 ± 0.023	1.209 ± 0.048	1.345 ± 0.083

Tabla 6.16: Factores de escala para normalizar los fondos simulados de electrones reconstruidos como fotones.

los eventos reconstruidos bajo el pico en la masa del Z como $e\gamma$ pueden corresponder a electrones mal identificados. Sin embargo, lo mismo aplica a otras partículas decayendo a pares de electrones y, por esta razón, es necesario realizar una sustracción de fondo que tenga en cuenta la contaminación de fondo por producción aleatoria.

El factor que determina la proporción de electrones reconstruidos como fotones se define como:

$$f_{e \rightarrow \gamma} = \frac{N_{e\gamma}}{N_{ee}} \quad (6.19)$$

donde $N_{e\gamma}$ y N_{ee} son la cantidad de pares $e\gamma$ y ee , respectivamente, bajo el pico del Z en la distribución de masa invariante, esto quiere decir con una masa invariante entre 75 GeV y 105 GeV.

Los eventos ee y $e\gamma$ se dividieron en tres categorías en las cuales se realizaron ajustes para estimar las contribuciones relativas de la señal y el fondo: La primera categoría corresponde a eventos con ambos objetos reconstruidos en la región central del calorímetro, la segunda a eventos con ambos objetos en la región de capas y la última a eventos con uno de los objetos en la región central y el otro en la región de capas. En estos ajustes, el pico del Z se modeló utilizando una función double-side Crystal Ball y los fondos más pequeños no resonantes se modelaron con un polinomio de segundo grado. Para cada categoría de evento se calculó un peso $s/s+b$, donde $s(b)$ es la cantidad de eventos de señal (fondo) para la categoría dada y este peso se aplicó a los eventos en función de su p_T y η .

Las incertezas sistemáticas son estimadas al variar la ventana de aceptación alrededor de la masa invariante del bosón Z (a 70 GeV – 110 GeV y a 80 GeV – 100 GeV) y al no aplicar la sustracción de fondo, ni aplicar los pesos a las muestras para estimar el fondo. En la Tabla 6.17 se muestran las incertezas sistemáticas calculadas para cada variación y la total.

La selección de identificación utilizada en electrones para estimar la contaminación del fondo en las diferentes regiones pueden ser *tight* o *medium*. En ambos casos la relación señal/fondo en los datos con $Z \rightarrow ee$ es alta. Se estudiaron los resultados con ambos criterios de selección, y finalmente se optó por utilizar la selección *medium* ya que, aunque la pureza de las muestras y las incertezas sistemáticas son iguales, cuenta con una estadística un poco más alta al momento de estimar los fondos en la regiones de control y validación.

Finalmente, como fue mencionado, el número de eventos falsos esperados en cualquier región se

η	p_T [GeV]	Factor	Stat	Sistemáticos		
				Peso=1	Rango	Total
[0, 0.6]	[75, 90]	0.0128	0.0004	0.004	0.0004	0.004
	[90, 145]	0.0125	0.0004	0.004	0.0004	0.004
	> 145	0.0126	0.0009	0.003	0.0003	0.003
[0.6, 1.37]	[75, 90]	0.0125	0.0004	0.004	0.0004	0.004
	[90, 145]	0.0137	0.0004	0.004	0.0003	0.004
	> 145	0.0102	0.0008	0.003	0.0003	0.003
[1.52, 1.82]	[75, 90]	0.025	0.001	0.005	0.0005	0.005
	[90, 145]	0.026	0.001	0.005	0.001	0.005
	> 145	0.020	0.002	0.003	0.0005	0.003
[1.82, 2.37]	[75, 90]	0.032	0.001	0.006	0.002	0.006
	[90, 145]	0.034	0.001	0.005	0.001	0.005
	> 145	0.037	0.003	0.006	0.001	0.006

Tabla 6.17: Factor que determina la proporción de electrones reconstruidos como fotones para diferentes regiones de η y p_T . Las incertezas sistemáticas y estadísticas se muestran por separado.

obtiene al pesar con los correspondientes factores al número de eventos observados en la MCE, en la que el rol del fotón fue reemplazado por el de un electrón aislado:

$$N_{e \rightarrow \gamma}^R(\eta, p_T) = f_{e\gamma}(\eta, p_T) \cdot N_{\text{CSE}}^R(\eta, p_T) \quad (6.20)$$

En ausencia de eventos observados en la MCE, se estima conservativamente que la cantidad de eventos es igual a uno en la región correspondiente.

6.4. Producción de $W\gamma$ y $t\bar{t}\gamma$

En esta Sección se describe el método aplicado para la determinación de los fondos debidos a la producción de procesos del SM contaminando la señal buscada. Los fondos dominantes con objetos reales en estado final son $W\gamma$ y $t\bar{t}\gamma$.

6.4.1. Estrategia de normalización de simulaciones MC

Para estimar los fondos con objetos reales en las regiones de señal se utilizan simulaciones MC. Sin embargo, debido a que su validez está relacionada a la teoría subyacente que modela las observaciones experimentales, las simulaciones se normalizan a datos en regiones de control (CR). Estas se definen como regiones con alta pureza del fondo que se quiere estimar, cercanas cinemáticamente a la región de señal y con baja contaminación de señal. Por lo general, para las definiciones de estas regiones se invierte uno o más requerimientos en los observables, a fin de garantizar que resultan ortogonales a la región de señal.

Una vez definidas las CRs, los fondos simulados se normalizan en estas regiones, haciendo coincidir el número de eventos observados con los esperados. El factor de corrección obtenido del ajuste se utiliza luego para determinar el número de eventos del fondo esperado en la región de señal.

Con el objetivo de validar los factores obtenidos con el procedimiento descrito, se definen las llamadas regiones de validación VR. Estas regiones cuentan con valores de los observables cinemáticos entre los de las regiones de control y la región de señal. Además, estas regiones cuentan con una baja contaminación de señal. El objetivo de ellas es poder verificar que el número de eventos observados y

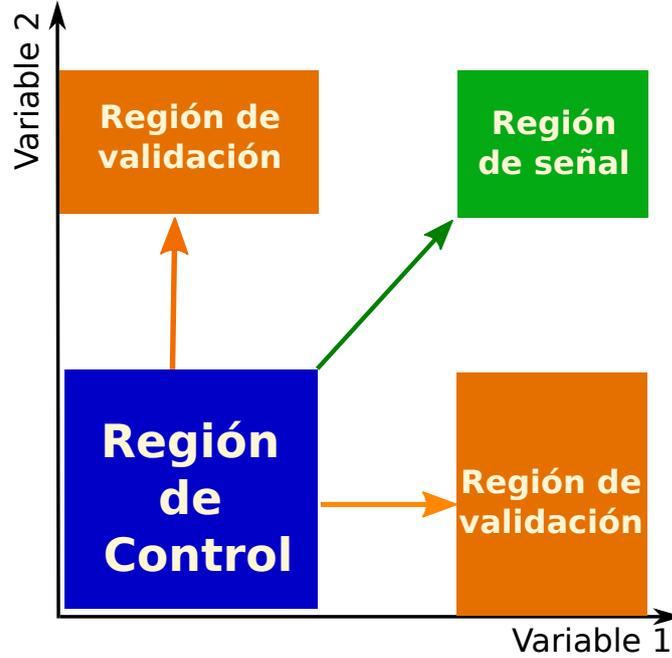


Figura 6.12: Esquema del diseño de las regiones de señal, control y validación en función de dos variables arbitrarias.

esperados coincidan dentro de un rango de incerteza, al igual que sus distribuciones. En la Figura 6.12 se muestra de manera esquemática la disposición de las regiones de control, validación y señal.

Es importante que las regiones de control, validación y señal sean estadísticamente independientes para poder combinar la función de densidad de probabilidad, pdf por sus siglas en inglés, que modela cada región en una pdf conjunta. Esto es fundamental ya que para estimar los parámetros de la función *likelihood* se deberá hacer un ajuste simultáneo, que es importante para poder compartir los parámetros de los fondos y las incertezas sistemáticas entre las distintas regiones de forma consistente.

6.4.2. Regiones de control

Como se mencionó en la introducción del capítulo los fondos dominantes con objetos reales en la producción de señal con fotones, leptones y energía transversal perdida son el $W\gamma$ y el $t\bar{t}\gamma$. Para la región de señal definida en el análisis a 8 TeV, el proceso de fondo dominante es el $W\gamma$, mientras que el $t\bar{t}\gamma$ es un fondo menor, por lo que se lo toma directamente del MC. En el caso de las regiones de señal definidas para el análisis a 13 TeV, los dos procesos tienen una contribución similar al fondo total y, debido a esto, se los trata a los dos como dominantes. Para cada uno de los fondos mencionados en la región de señal (SR) se define una región de control (CR) enriquecida con dichos procesos y que además esté libre de señal. Luego de haberse realizado una estimación de fondos en las CR provenientes de objetos mal reconstruidos (Ver Secciones 6.2, 6.3 y 6.1) y otros fondos menores, se procede a realizar un ajuste a partir del que se obtienen factores de transferencia para cada uno de los fondos dominantes en la SR, como se explicó en la Sección 6.4.1.

En el caso del análisis a 8 TeV se consideró una CR para el fondo de $W\gamma$. Esta región de control se definió como una región con los mismos requisitos que las SR, pero requiriendo que la energía transversal perdida esté en un rango entre 45 GeV y 100 GeV, mientras que la masa transversal entre el leptón seleccionado y la energía transversal se encuentre en un rango entre 35 GeV y 90 GeV. Se estimó el valor del factor de normalización ajustando el fondo simulado a los datos en esta región.

Requisitos	WCRhHT	HMETHHT	HMThHT
$p_T^\gamma >$		125 GeV	
$p_T^\ell >$		20 GeV	
$\Delta R(\gamma, \ell)$		> 0.7	
$ m_Z - m_{e\gamma} $		> 15 GeV	
$E_T^{\text{miss}} \in$	(45 GeV, 100 GeV)	> 100 GeV	(45 GeV, 100 GeV)
$m_T \in$	(35 GeV, 90 GeV)	(35 GeV, 90 GeV)	> 120 GeV
H_T^{jets}	< 100 GeV	< 100 GeV	< 100 GeV

Tabla 6.18: Regiones de control (WCRhHT) y de validación (HMETHHT, HMThHT) utilizadas en el análisis con $\sqrt{s} = 8$ TeV.

En el caso del análisis a 13 TeV, se definieron dos regiones de control, una orientada a ajustar el fondo simulado de $W\gamma$ a los datos, y la segunda para el $t\bar{t}\gamma$. Se las denominó CRW y CRT, respectivamente. Para poder discriminar entre los fondos de $W\gamma$ y de $t\bar{t}$ la principal variable es el número de jets etiquetados con un quark b (b -jets). En el caso de la CRW, el requisito en los jets fue que no contengan un quark b , mientras que en los eventos aceptados por la CRT se pidió que haya al menos dos b -jets. Otro punto importante al momento de definir estas regiones es que, al estar orientado el análisis de 13 TeV a regiones de señal de producción fuerte y débil siendo además los puntos de señal estudiados de muy baja masa, fue necesario añadir cortes extras. Un ejemplo de estos son los requisitos sobre el H_T , con un valor intermedio en la CRW ($100\text{GeV} < H_T < 500\text{GeV}$) y un valor bajo en la CRT ($H_T < 400\text{GeV}$). En el último caso no tiene un valor inferior debido a que el mismo está implícito al pedir al menos dos jets con quarks b .

En las Tablas 6.18 y 6.19 pueden encontrarse las definiciones de las regiones de control para los análisis a 8 TeV y 13 TeV, respectivamente.

6.4.3. Regiones de validación

Una vez estimados los factores de normalización en las regiones de control, estos deben ser validados. Para tal fin se definen las regiones de validación o VR. Estas regiones son regiones similares cinemáticamente a las regiones de señal, pero con uno o mas criterios invertidos o modificados tal que la VR sea ortogonal a las regiones de señal, a la vez que la filtración de señal en las mismas sea despreciable.

En el caso del análisis a 8 TeV, se definieron dos regiones de validación en las cuales se aproximó a la región de señal pidiendo un corte inferior a alta energía perdida transversa ($100 \text{ GeV} < E_T^{\text{miss}}$) en un rango de masa transversa intermedia ($35 \text{ GeV} < m_T < 90 \text{ GeV}$) y un corte inferior a alta masa transversa ($90 \text{ GeV} < m_T$) en un rango de energía transversa perdida intermedia ($45 \text{ GeV} < E_T^{\text{miss}} < 100 \text{ GeV}$).

En el caso del análisis a 13 TeV, se definió una región de validación para cada uno de los factores de normalización a validar pidiendo un corte inferior a alta masa transversa en un rango intermedio de E_T^{miss} .

En las Tablas 6.18 y 6.19 se encuentran las definiciones de cada una de las regiones de validación para los análisis a 8 TeV y 13 TeV, respectivamente.

Requisitos	CRW	CRT	VRW	VRT
$p_T^{\tilde{\gamma}}$			145 GeV	
p_T^l			25 GeV	
$\Delta\phi(j_{1,2}, E_T^{miss})$			> 0.4	
$ m_Z - m_{e\gamma} $			> 15 GeV	
$E_T^{miss} \in$	(40 GeV, 110 GeV)	(30 GeV, 110 GeV)	(40 GeV, 110 GeV)	(30 GeV, 110 GeV)
m_T	\in (50 GeV, 110 GeV)	\in (40 GeV, 140 GeV)	> 110 GeV	> 140 GeV
N_{jets}	—	—	—	>1
N_{b-jets}	=0	>1	=0	>0
H_T^{jets}	\in (100 GeV, 500 GeV)	< 400 GeV	\in (100 GeV, 500 GeV)	< 400 GeV

Tabla 6.19: Regiones de control (CRW, CRT) y de validación (VRW, VRT) utilizadas en el análisis con $\sqrt{s} = 13$ TeV.

RESULTADOS CON **20.3** fb⁻¹ A 8 TEV

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos de la búsqueda de producción directa de winos predicha en el modelo de GGM considerado utilizando el detector ATLAS del LHC. El análisis se llevó a cabo con datos correspondientes a una luminosidad integrada de 20.3fb⁻¹ de colisiones a energía de centro de masa de 8 TeV. En primer lugar se definen las incertezas sistemáticas incluidas en el análisis, descritas brevemente en la Sección 7.1. Luego se muestran los resultados de los ajustes en las regiones de control, validación y señal para obtener los fondos contaminantes esperados en la Sección 7.2. Finalmente, el análisis estadístico y la discusión que lleva a las conclusiones de estas investigaciones se presentan en las Secciones 7.3 y 7.4, respectivamente.

7.1. Incertezas sistemáticas

En esta Sección se resumen las diferentes fuentes de incertezas sistemáticas que afectan tanto al número de eventos esperados de señal como de fondo, especialmente para los fondos de $W\gamma$, $t\bar{t}\gamma$ y $t\bar{t}$ completamente leptónico. Cabe mencionar que en el caso de los fondos de $W+jets$ y $t\bar{t}$ semi leptónico, dado que estas muestras MC son normalizadas con un ajuste en datos, la mayor parte de las incertezas sistemáticas se originan en el método *data-driven* utilizado.

7.1.1. Incertezas experimentales

En esta Subsección se describen los procedimientos realizados para evaluar las incertezas experimentales dominantes comunes para todos los procesos tanto de señal como de fondo considerados en el análisis.

Luminosidad

La incerteza en la luminosidad integrada se obtuvo, siguiendo la metodología detallada en [153], de una calibración preliminar de la escala de la luminosidad derivada de estudios denominados *van der Meers scan* [54] realizados en Noviembre del 2012. La incerteza de la luminosidad integrada fue de $\pm 2.8\%$ [154].

Identificación de fotones

Con el fin de lograr un mejor acuerdo entre datos y MC, las formas de las lluvias de partículas producidas por los fotones en los calorímetros y caracterizadas por diferentes variables usadas para la identificación, son desplazadas en un factor de escala en las muestras de MC, como se describe en la Sección 3.1.4. Adicionalmente, se desarrollaron métodos *data-driven* para medir la eficiencia del fotón.

Los factores de escala y sus incertezas se basan en la combinación de las medidas realizadas por el método de *tag-and-probe* en el decaimiento de Z radiativo y otros métodos desarrollados para este fin [155, 156]. Utilizando una herramienta provista por el grupo de Egamma de ATLAS, se estimó la incerteza sistemática total en un 1.1 % para la eficiencia de identificación de los fotones.

Identificación de electrones

Como fue mencionado en la Sección 3.1.4, la eficiencia del electrón es corregida por factores de escala aplicados a los eventos de MC utilizando una herramienta provista por el grupo de Egamma de ATLAS. La incerteza en estos factores se propaga al análisis, resultando en una incerteza total de la identificación de los electrones que se estima del 1.0 %.

Escala y resolución de energía de electrones y fotones

La incerteza en la escala de energía de los fotones y electrones comprende tres componentes: la incerteza de escala del Z , la incerteza debida a la simulación del material del detector y la incerteza en la escala del presampler. Para calcular el impacto de estas incertezas, cada una de estas componentes en este análisis fue variada en una desviación estándar hacia arriba y abajo, utilizando una herramienta provista por el grupo de Egamma de ATLAS en los ajustes de señal y fondo. De manera similar, se realizó una variación en la resolución. Las variaciones se realizaron de manera independiente para cada muestra de fondo y señal de MC, las diferencias respecto al valor nominal del número de eventos fueron asignadas como incertezas sistemáticas.

Tasa de fotones reconstruidos como electrones

Se tomó una incerteza sistemática conservativa: a la muestra de $\gamma\gamma$ se la limita a estar dentro de la producción nominal a $\times 1/2$ y $\times 2$, como se determinó para el análisis de 7 TeV. Más detalles en la Referencia [157].

Identificación y escala de energía de los muones

Como se mencionó en la Sección 3.2, la eficiencia de los muones en los eventos de MC es corregida por un factor utilizando una herramienta provista por el grupo de muones en ATLAS. El valor de la incerteza sistemática correspondiente se estimó en 0.4 %.

Además, la escala de energía del muón fue variada en una desviación estándar hacia arriba y hacia abajo y su efecto propagado al análisis. De manera similar, se realizan las variaciones en la resolución de energía. Estas fueron realizadas independientemente para cada muestra de fondo y señal de MC, y las diferencias respecto al número nominal de eventos fueron asignadas como incertezas sistemáticas.

Energía transversal perdida

La E_T^{miss} fue recalculada luego de aplicar variaciones en la escala y en la resolución de la energía a los jets, leptones, fotones y términos “soft” de la E_T^{miss} , utilizando una herramienta provista por el grupo de Jets/ E_T^{miss} de ATLAS.

Efectos del *PileUp*

Las simulaciones de MC se ajustaron a una distribución de *pileup* a fin de emular las condiciones de la toma de los datos. Para el valor central, se aplicó un factor de escala de datos sobre MC de 1/1.09 que tiene en cuenta la falta de correspondencia entre simulaciones de MC y datos en la multiplicidad de los vértices. Como incerteza sistemática se varió este factor de escala entre 1/1.05 y 1/1.13.

7.1.2. Incertezas teóricas en eventos simulados de señal

Se utilizó una herramienta estándar de ATLAS para calcular la incerteza de la sección eficaz originada por las incertezas en la PDF, las escalas de factorización y normalización, y el valor α_s . Debido a la existencia de varios procesos de producción electrodébil para cada punto señal, las incertezas se calculan para cada proceso por separado y luego se combinan en una incerteza general. De acuerdo con las recomendaciones de los grupos de SUSY, se considera solo un valor simétrico de incerteza para cada proceso, representando la incerteza de la combinación en cuadratura de todas las contribuciones mencionadas.

El valor central de la sección eficaz a NLO es calculada utilizando `Prospino` con la PDF `CTE6.6m`. Las incertezas en la PDF se obtuvieron con 22 conjuntos de autovectores, que se usaron en el ajuste global de la PDF. Las 44 incertezas de los conjuntos de PDF de `CTE6.6m` son variaciones superiores e inferiores al 90% CL. Las incertezas se evalúan utilizando el método Hessiano [158], que tiene en cuenta las desviaciones del valor central con estas incertezas. Se define el valor positivo y negativo de incertezas del observable X como:

$$\Delta X_+ = \frac{1}{1.645} \sqrt{\sum_{i=1}^{22} \left(\max[(X_i^+ - X_0), (X_i^- - X_0), 0] \right)^2},$$

$$\Delta X_- = \frac{1}{1.645} \sqrt{\sum_{i=1}^{22} \left(\max[(X_0 - X_i^+), (X_0 - X_i^-), 0] \right)^2},$$

donde X_i^+, X_i^-, X_0 son el valor superior, inferior y nominal del autovector X_i . El factor 1.645 es utilizado para convertir la incerteza del 90% CL al 68% CL (1σ). La incertidumbre total de la PDF es obtenida como el promedio de ΔX_+ y ΔX_- para cada punto de señal de wino GGM con diferente masa considerado para este análisis.

La incerteza en la escala se evalúa cambiando la escala de factorización y de renormalización por un factor de 2 o de 1/2 en los cálculos de `Prospino`. La escala nominal viene dada por $Q = m(\tilde{g})$. Las incertezas son estimadas al comparar los valores de sección eficaz obtenidos con y sin variaciones en la escala. Para el caso de las muestras del modelo GGM estas incertezas son del orden del 20%.

La incerteza de la sección eficaz resultante debida a la incerteza de α_s se calcula utilizando conjuntos de PDF CTEQ con diferentes valores de α_s . Este procedimiento puede resultar en incertezas asimétricas para cada una de las estimaciones. Las tres incertezas se combinan para obtener un valor central y simétrico de acuerdo al siguiente criterio:

$$\text{CTEQ_inc_u} = \sqrt{\text{cteq_PDF_up}^2 + \text{cteq_scale_up}^2 + \alpha_{s\text{up}}^2} \quad (7.1)$$

$$\text{CTEQ_inc_d} = \sqrt{\text{cteq_PDF_down}^2 + \text{cteq_scale_down}^2 + \alpha_{s\text{down}}^2} \quad (7.2)$$

$$\text{MSTW_inc_u} = \sqrt{\text{mstw_PDF_up}^2 + \text{mstw_scale_up}^2} \quad (7.3)$$

$$\text{MSTW_inc_d} = \sqrt{\text{mstw_PDF_down}^2 + \text{mstw_scale_down}^2} \quad (7.4)$$

$$A = \max(\text{CTEQ} + \text{CTEQ_inc_u}, \text{MSTW} + \text{MSTW_inc_u}) \quad (7.5)$$

$$B = \min(\text{CTEQ} - \text{CTEQ_inc_d}, \text{MSTW} - \text{MSTW_inc_d}) \quad (7.6)$$

El valor central de la sección eficaz se define como $0.5 \times (A + B)$ y la incerteza simétrica total de la sección eficaz se define como $(A - B)/(A + B)$. En la Tabla 4.1. se presentan las incertezas totales de la sección eficaz para cada punto de señal GGM considerado en este análisis.

7.1.3. Incertezas teóricas de las simulaciones de los fondos

Además de las incertezas de los factores k descriptos en el Capítulo 4, se tuvieron en cuenta las siguientes incertezas :

$W\gamma$: La muestra de MC del proceso $W\gamma$ se usa para calcular el factor de transferencia entre WCRhHT, donde es ajustado este fondo, y las regiones de validación y señal.

Para calcular la incerteza de escala del proceso, sobre muestras generadas a nivel *truth*, esto quiere decir muestras sin la simulación del detector, se realizan seis variaciones en las señales utilizadas: se varía el parámetro de asociación de CKKW entre los elementos de matriz y las lluvias partónicas, cuyo valor nominal es 20 GeV, modificándolo a 15 GeV y 30 GeV; se multiplica al factor de escala de factorización por 0.25 y por 4, y al de renormalización por los mismos valores. Se calcula una incerteza relativa dividiendo las variaciones por el valor medio de las variaciones superiores e inferiores. Debido a que se espera que los canales de electrones y muones sean idénticos, se suman para incrementar la estadística. El resultado se muestra en la Tabla 7.1.

Variación	Incerteza (%)		
	SRW	HMT _h HT	HMET _h HT
CKKW p_T	1.9	0.7	0.8
escala de factorización	3.6	4.1	0.1
escala de renormalización	4.9	17.5	0.6
Total	6.4	18.9	1.0

Tabla 7.1: Incertezas debidas a las escalas en el $W\gamma$. Los canales electrónico y muónico se suman para contar con más estadística.

Las incertezas en las PDF se calculan utilizando un método de repesado de eventos. Los valores nominales se toman de las PDF CT10. Las incertezas resultantes afectando al número de eventos en cada una de las regiones se muestran en la Tabla 7.2.

Región	Incerteza (%)	
	electron	muon
WCR _h HT	1.3	1.3
HMT _h HT	1.4	1.5
HMET _h HT	1.3	1.3
SRW	2.1	2.5

Tabla 7.2: Incertezas debidas a las PDF en $W\gamma$ utilizando las incertezas del conjunto de CT10.

Además, se toman como incertezas las diferencias entre los números de eventos nominales y utilizando las PDFs MSTW/MRST20 y NNPDF obtenidos en las diferentes regiones. A su vez para cada una de estas PDF se calculan sus incertezas. Finalmente, para electrones en SRW los límites en la incerteza están entre -3.8% y 2.2% ; y en el caso de los muones, los límites están entre -3.8% y 3.4%

También se determinaron las incertezas para las dos regiones de validación luego de haberse normalizado a la WCRhHT. En base a las mediciones de CT10, en el caso de la HMThHT, la incerteza es de 1.5%, mientras que para HMEThHT, los límites son -1.3% y 1.9% .

$t\bar{t}\gamma$: En la muestra de MC de $t\bar{t}\gamma$, además de la incerteza debida al factor k , se calculó la incerteza debida a la escala y la radiación de estado final (FSR por sus siglas en inglés). Para esto se realizaron seis variaciones de las muestras a nivel *truth*, en las que se multiplica por 0.5 y 2 la escala de factorización y de renormalización, y finalmente, se varía el valor de la FSR. La incerteza relativa se calcula, al igual que para las muestras de $W\gamma$, al dividir la variación (superior o inferior) por el punto medio entre las variaciones. Esta incerteza se aplica sobre el valor de la muestra nominal utilizada para el análisis. Como se espera que los canales de electrones y muones sean idénticos, se suman para obtener mayor estadística. Los resultados se muestran en la Tabla 7.3.

Variación	Incerteza (%)			
	SRW	WCRhHT	HMThHT	HMEThHT
escala de factorización	2.4	4.3	9.1	1.0
escala de renormalización	4.7	2.1	2.1	2.4
FSR	2.9	1.7	2.7	2.1
Total	6.1	5.1	9.7	3.3

Tabla 7.3: Incertezas por las escalas del $t\bar{t}\gamma$ con la suma de ambos canales.

La incerteza debida a la PDF fue calculada con un método de repesado de eventos. Los valores nominales son los que corresponden a la PDF CTEQ6L1. Para calcular la incerteza total se utilizó el conjunto de incertezas de las muestras con CT10. Los resultados se muestran en la Tabla 7.4.

Región	Incerteza (%)	
	electron	muon
WCRhHT	4.4	3.9
HMThHT	4.0	4.1
HMEThHT	5.0	4.6
SRW	4.0	4.4

Tabla 7.4: Incertezas debidas a la PDF de la muestra $t\bar{t}\gamma$ usando el conjunto de incertezas de CT10.

Al igual que para la muestra de $W\gamma$ se calculan las incertezas considerando las PDFs MSTW/MRST20 y NNPDF. Para el canal de electrones de la SRW se tiene que la incerteza total inferior es -4.0% (de la medida basada en la PDF CT10) y la superior 8.1% (basada en la PDF NNPDF). En el caso del canal de muones, el valor total inferior es de -4.4% (de CT10) y el superior de 9.6% (de NNPDF). Debido a que los canales de muones y electrones no deberían diferir, para ambos

se toma una incerteza entre -4.4% y 9.6% . Al simetrizarla se obtiene un valor del 7.0% . Este valor y los correspondientes a las regiones de control y validación se resumen en la Tabla 7.5.

Región	Incertezas (%)		
	Inferior	Superior	Simetrizada
WCRhHT	-4.4	9.8	7.1
HMTThHT	-4.1	10.6	7.4
HMETThHT	-5.0	6.7	5.9
SRW	-4.4	9.6	7.0

Tabla 7.5: Incertezas combinadas de la PDF de la muestra $t\bar{t}\gamma$.

W+jets: Las muestras de $W+jets$ se utilizan para calcular los factores de transferencia entre WCRhHT, donde se usa el método de *template*, y la regiones de validación y de señal. Por lo anterior, la correspondiente incerteza de la escala y de la PDF debe ser evaluada. Debido a que el fondo que corresponde a $t\bar{t}$ semileptónico es muy pequeño, su contribución al momento del cálculo de las incertezas puede ser ignorada.

Para calcular las incertezas de escala de las muestras de $W+jets$, al igual que con las otras muestras, se consideran seis variaciones en muestras *truth*: la variación en el parámetro de asociación de CKKW hacia arriba a 30 GeV y hacia abajo 15 GeV, y la variación al multiplicar la escala de factorización y de renormalización por 0.25 y 4. Para estos estudios el jet más energético es utilizado como un fotón. La incerteza relativa se calcula de la misma forma que para las otras muestras. Los resultados se presentan en la Tabla 7.6.

Variación	Incerteza (%)		
	SRW	HMTThHT	HMETThHT
CKKW p_T	3.9	3.4	2.6
escala de factorización	5.9	1.7	5.2
escala de renormalización	11.1	9.4	12.1
Total	13.2	10.2	10.0

Tabla 7.6: Incertezas por las escalas de la muestra $W+jets$. Los canales de electrón y muón se suman para contar con más estadística.

Las incertezas debidas a la PDF se calculan repesando los eventos. Se considera como PDF nominal a CT10 y las incertezas resultantes en el número de eventos se muestra en la Tabla 7.7.

Se calculan las incertezas con las PDFs MSTW/MRST20 y NNPDF, y luego combinándolas y normalizando a WCRhHT, se tiene que la incerteza en SRW es de 1.8% (basado en la PDF CT10). En la región de validación HMTThHT es de 1.6% , y en HMETThHT es de 1.5% .

Región	Incerteza (%)
WCRhHT	1.4
HMTThHT	1.6
HMETThHT	1.4
SRW	1.8

Tabla 7.7: Incertezas debidas a la PDF de la muestra W +jets usando el conjunto de incertezas de CT10.

Otros fondos

Dado que los fondos restantes son muy pequeños en la región de control y despreciables en la región de señal, se opta por asignarles una incerteza del 50%, a excepción de la muestra del $\gamma\gamma$, que cuenta con una incerteza de ${}^{+100\%}_{-50\%}$ como se indicó más arriba.

7.2. Resultados en las regiones de señal

En primer lugar se realiza un ajuste utilizando solo las CR a fin de obtener los factores de transferencia que permiten estimar el fondo total esperado, los que luego son validados en las VR, sin hacer suposición sobre los modelos de SUSY utilizados.

A continuación se realiza un ajuste en simultáneo de las regiones de control, validación y señal para obtener las predicciones del fondo en las regiones de señal donde se espera observar la nueva física. Los resultados obtenidos en las regiones de control y validación se muestran en la Tabla 7.8, mientras que los resultados en la región de señal se muestran en la Tabla 7.9.

Las incertezas sistemáticas en SRW se presentan en la Tabla 7.10. Se observa que las principales fuentes son la estadística limitada de MC, la normalización del fondo $W\gamma$, la escala de $W\gamma$, la normalización del $t\bar{t}\gamma$, y particularmente en el canal muónico, la normalización del $Z(\rightarrow ll)\gamma$.

A fin de tener certeza de que el fondo ha sido modelado correctamente, se muestran las distribuciones esperadas y las observadas de distintas variables utilizadas en este análisis. En las Figuras 7.1 y 7.2 se muestran las distribuciones para la WCRhHT en los canales de electrones y muones respectivamente, mientras que en las Figuras 7.3, 7.4, 7.5 y 7.6 se presentan las distribuciones para las regiones de validación.

En la Tabla 7.9 se muestran los números de eventos observados luego de realizar el *unblind* para cada canal de SRW, es decir, el último paso en el que se incluyen los datos en el análisis de la región de señal.

En la Figura 7.7 se muestra gráficamente el número de eventos observados y estimados para cada región, además de la diferencia entre eventos observados y esperados sobre la incerteza total, que da una idea de la significancia total.

El número de eventos esperados en el canal de electrones en la región de señal es de 10.47 ± 1.44 y 14.09 ± 1.51 en el canal de muones. El número de eventos observados es 16 y 10 en el canal de electrones y en el canal de muones, respectivamente. No se observó un exceso significativo de datos por sobre los valores predichos de fondo.

7.3. Interpretación estadística

Debido a que no se observa un exceso significativo de datos sobre las predicciones de fondo del SM en las regiones de señal, se procede a calcular los límites a los modelos de nueva física. Se extraen los

Regiones de control y validación	WCRhHT	HMEThHTEl	HMEThHTMu	HMTThHTEl	HMTThHTMu
Eventos observados	401	92	104	81	83
Eventos esperados SM (ajustados)	401.05 ± 20.03	114.17 ± 9.21	119.38 ± 8.52	92.21 ± 14.39	86.11 ± 16.53
$W\gamma$	310.11 ± 23.54	85.68 ± 8.31	90.19 ± 8.13	37.44 ± 8.32	46.25 ± 10.08
$t\bar{t}\gamma$	8.19 ± 3.55	3.51 ± 1.48	3.16 ± 1.31	1.69 ± 0.74	2.00 ± 0.86
$t\bar{t}$ (fully leptonic)	6.78 ± 1.05	1.93 ± 0.24	1.97 ± 0.23	1.92 ± 0.23	1.88 ± 0.22
single top	5.29 ± 2.69	1.89 ± 0.96	1.72 ± 0.88	0.73 ± 0.37	0.64 ± 0.33
W +jets	34.15 ± 4.95	19.31 ± 4.49	16.79 ± 4.25	6.21 ± 1.56	5.80 ± 1.50
$Z(\rightarrow ll)\gamma$	16.87 ± 8.47	1.20 ± 0.62	4.67 ± 2.34	16.36 ± 8.27	28.21 ± 14.15
Z +jets	0.42 ± 0.26	0.00 ± 0.00	0.10 ± 0.05	1.07 ± 0.56	0.63 ± 0.32
$WW/WZ/ZZ$	1.60 ± 0.82	0.34 ± 0.17	0.50 ± 0.25	0.69 ± 0.35	0.70 ± 0.36
$\gamma\gamma$	4.82 ± 3.59	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	11.71 ± 8.73	0.00 ± 0.00
γ + jets	12.83 ± 1.89	0.32 ± 0.21	0.28 ^{+0.49} _{-0.28}	14.39 ± 2.00	0.00 ± 0.00
Eventos esperados SM (sin ajustar)	401.30	114.23	119.44	92.26	86.16
$W\gamma$	310.30	85.72	90.24	37.46	46.26
$t\bar{t}\gamma$	8.20	3.51	3.16	1.69	2.00
$t\bar{t}$ (fully leptonic)	6.78	1.93	1.97	1.92	1.88
single top	5.29	1.89	1.72	0.73	0.64
W +jets	34.16	19.31	16.79	6.21	5.81
$Z(\rightarrow ll)\gamma$	16.89	1.21	4.67	16.37	28.24
Z +jets	0.42	0.00	0.10	1.07	0.63
$WW/WZ/ZZ$	1.61	0.34	0.50	0.69	0.70
$\gamma\gamma$	4.82	0.00	0.00	11.72	0.00
γ + jets	12.83	0.32	0.28	14.39	0.00

Tabla 7.8: Resultados del ajuste en las regiones de control y validación. El número de eventos observados es comparado con el número de eventos esperado de fondo, después de la correspondiente normalización a la CR. La parte inferior de la Tabla muestra los valores nominales del fondo antes de la correspondiente normalización. Sólo están incluidas las incertezas sistemáticas.

Regiones de señal	SRWE1	SRWMu
Eventos observados	16	10
Eventos esperados SM (ajustados)	10.47 ± 1.44	14.09 ± 1.51
$W\gamma$	6.71 ± 1.07	8.90 ± 1.14
$t\bar{t}\gamma$	1.35 ± 0.58	1.66 ± 0.70
$t\bar{t}$ (fully leptonic)	0.35 ± 0.06	0.32 ± 0.05
single top	0.16 ± 0.08	0.23 ± 0.12
W +jets	1.45 ± 0.47	1.23 ± 0.54
$Z(\rightarrow ll)\gamma$	0.02 ± 0.01	1.17 ± 0.59
Z +jets	0.01 ± 0.00	0.00 ± 0.00
$WW/WZ/ZZ$	0.33 ± 0.18	0.44 ± 0.22
$\gamma\gamma$	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
γ + jets	0.10 ± 0.04	0.14 ± 0.06
Eventos esperados SM (sin ajustar)	10.47	14.09
$W\gamma$	6.72	8.91
$t\bar{t}\gamma$	1.35	1.66
$t\bar{t}$ (fully leptonic)	0.35	0.32
single top	0.16	0.23
W +jets	1.45	1.23
$Z(\rightarrow ll)\gamma$	0.02	1.17
Z +jets	0.01	0.00
$WW/WZ/ZZ$	0.33	0.44
$\gamma\gamma$	0.00	0.00
γ + jets	0.10	0.14

Tabla 7.9: Resultados del ajuste en las regiones de señal. El número de eventos observados es comparado con el número de eventos esperado de fondo, después de la correspondiente normalización en la CR. La parte inferior de la Tabla muestra los valores nominales del fondo antes de la correspondiente normalización. Sólo están incluidas las incertezas sistemáticas.

Incertezas	SRWE1	SRWMu
Eventos esperados SM	10.47	14.09
Incerteza estadística total ($\sqrt{N_{\text{exp}}}$)	± 3.24	± 3.75
Incerteza sistemática total	± 1.44 [13.73 %]	± 1.51 [10.74 %]
$\gamma_{\text{stat}}^{\text{SRWE1_cuts_bin_0}}$	± 1.07	± 0.00
μ_{Wgamma}	± 0.64	± 0.85
$\alpha_{\text{ttbargammaNorm}}$	± 0.54	± 0.66
$\alpha_{\text{WgammaScale}}$	± 0.43	± 0.57
$\alpha_{\text{WjetsNormEl}}$	± 0.26	± 0.00
$\alpha_{\text{WgammaPDF}}$	± 0.24	± 0.32
α_{JER}	± 0.19	± 0.31
$\alpha_{\text{WjetsScale}}$	± 0.19	± 0.16
$\alpha_{\text{dibosonNorm}}$	± 0.16	± 0.22
$\alpha_{\text{egMaterial}}$	± 0.14	± 0.01
α_{egPS}	± 0.12	± 0.02
α_{photon}	± 0.11	± 0.15
α_{egScale}	± 0.11	± 0.21
α_{electron}	± 0.10	± 0.00
α_{trig}	± 0.08	± 0.11
$\alpha_{\text{ttbargammaScale}}$	± 0.08	± 0.10
$\alpha_{\text{ttbargammaPDF}}$	± 0.08	± 0.10
α_{jes}	± 0.08	± 0.23
$\alpha_{\text{singletopNorm}}$	± 0.08	± 0.11
α_{Lumi}	± 0.06	± 0.11
$\alpha_{\text{elToPhoton}}$	± 0.06	± 0.07
α_{egRes}	± 0.04	± 0.20
α_{matEl}	± 0.04	± 0.00
α_{WjetsPDF}	± 0.03	± 0.02
$\alpha_{\text{ttbarDilepNorm}}$	± 0.02	± 0.02
$\alpha_{\text{ZgammaNorm}}$	± 0.01	± 0.58
α_{pileup}	± 0.01	± 0.12
$\alpha_{\text{ZjetsNorm}}$	± 0.00	± 0.00
$\alpha_{\text{muonScale}}$	± 0.00	± 0.02
$\alpha_{\text{muonIDRes}}$	± 0.00	± 0.19
$\alpha_{\text{muonMSRes}}$	± 0.00	± 0.03
α_{muon}	± 0.00	± 0.06
$\alpha_{\text{diphotonsNorm}}$	± 0.00	± 0.00
$\gamma_{\text{stat}}^{\text{HMTHTMu_cuts_bin_0}}$	± 0.00	± 0.00
$\gamma_{\text{stat}}^{\text{WCRhHT_cuts_bin_0}}$	± 0.00	± 0.00
$\gamma_{\text{stat}}^{\text{HMETHTMu_cuts_bin_0}}$	± 0.00	± 0.00
α_{matMu}	± 0.00	± 0.06
$\alpha_{\text{WjetsNormMu}}$	± 0.00	± 0.27
$\gamma_{\text{stat}}^{\text{SRWMu_cuts_bin_0}}$	± 0.00	± 0.85
$\gamma_{\text{stat}}^{\text{HMETHTe1_cuts_bin_0}}$	± 0.00	± 0.00
$\gamma_{\text{stat}}^{\text{HMTHTe1_cuts_bin_0}}$	± 0.00	± 0.00

Tabla 7.10: Desglose de las incertezas sistemáticas dominantes en la estimación de fondos en SRWE1 y en SRWMu. Cabe notar que las incertezas individuales pueden estar correlacionadas, por lo que la incerteza total no necesariamente es la suma cuadrática de estas. Los porcentajes muestran la incerteza relativa con respecto al fondo total esperado.

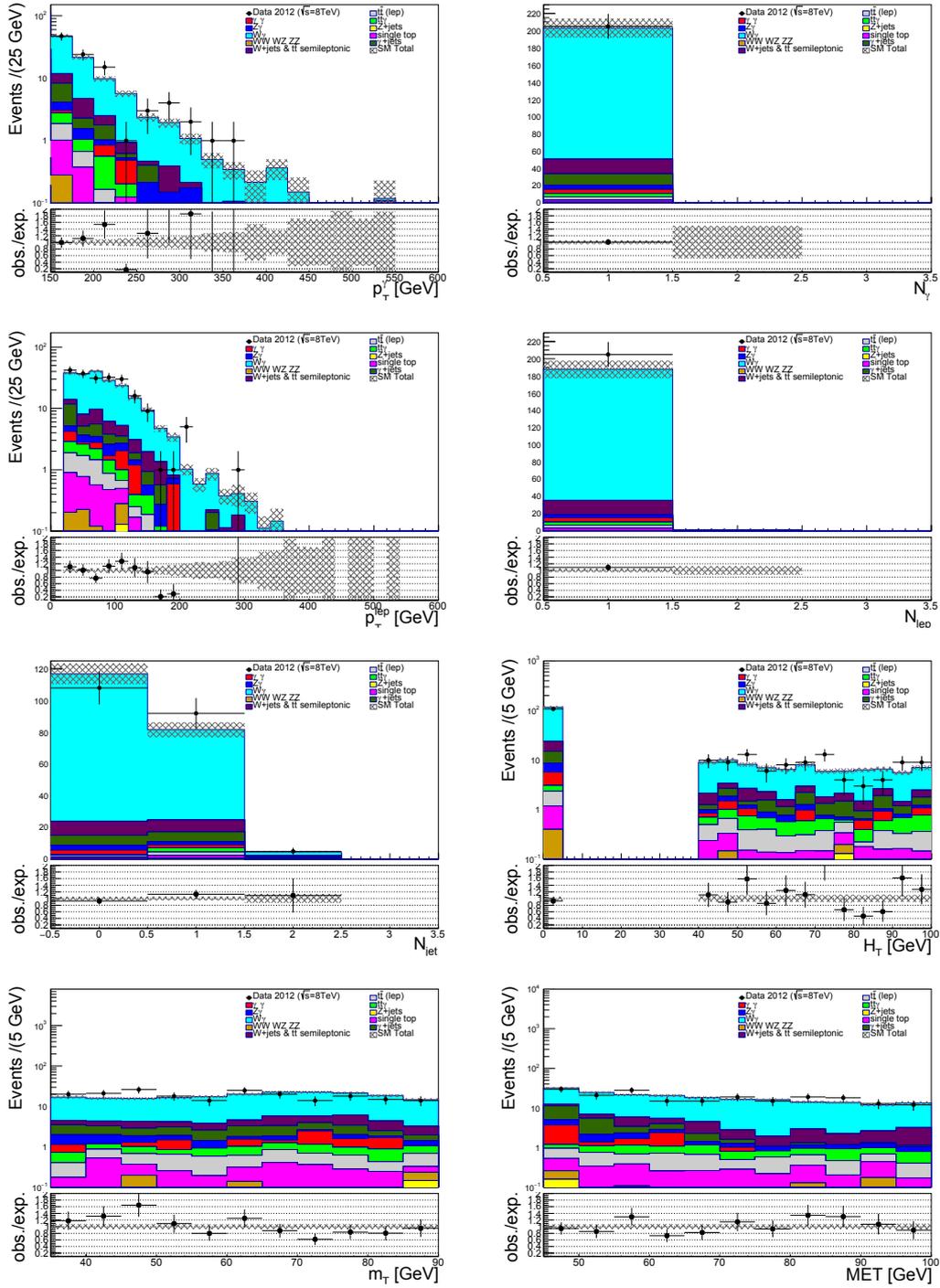


Figura 7.1: Distribuciones en el canal de electrones de WCRhHT, sin el corte en la variable mostrada, después del ajuste. Las incertezas sistemáticas y estadísticas están incluidas.

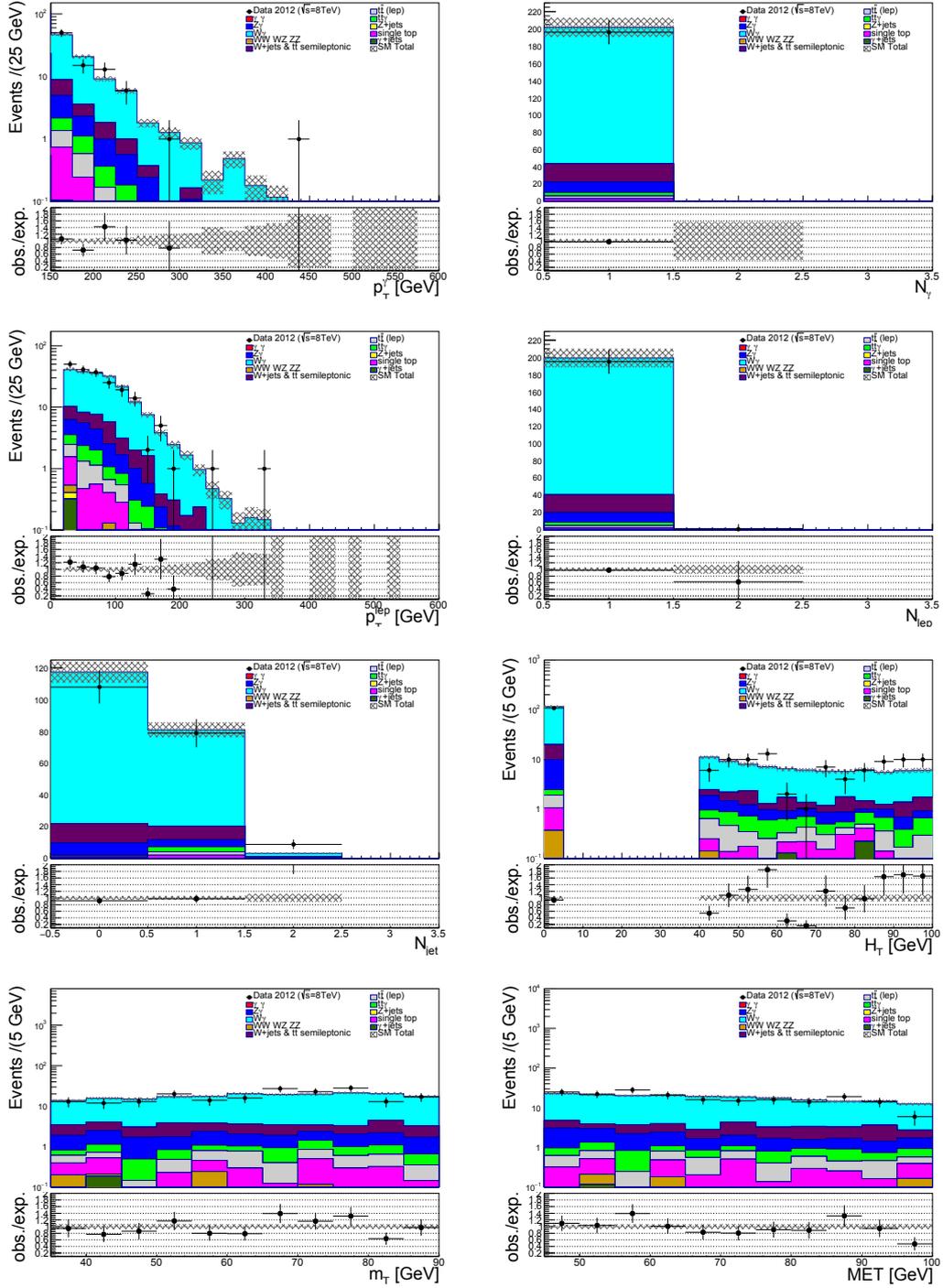


Figura 7.2: Distribuciones en el canal de muones de WCRhHT, sin el corte en la variable mostrada, después del ajuste. Las incertezas sistemáticas y estadísticas están incluidas.

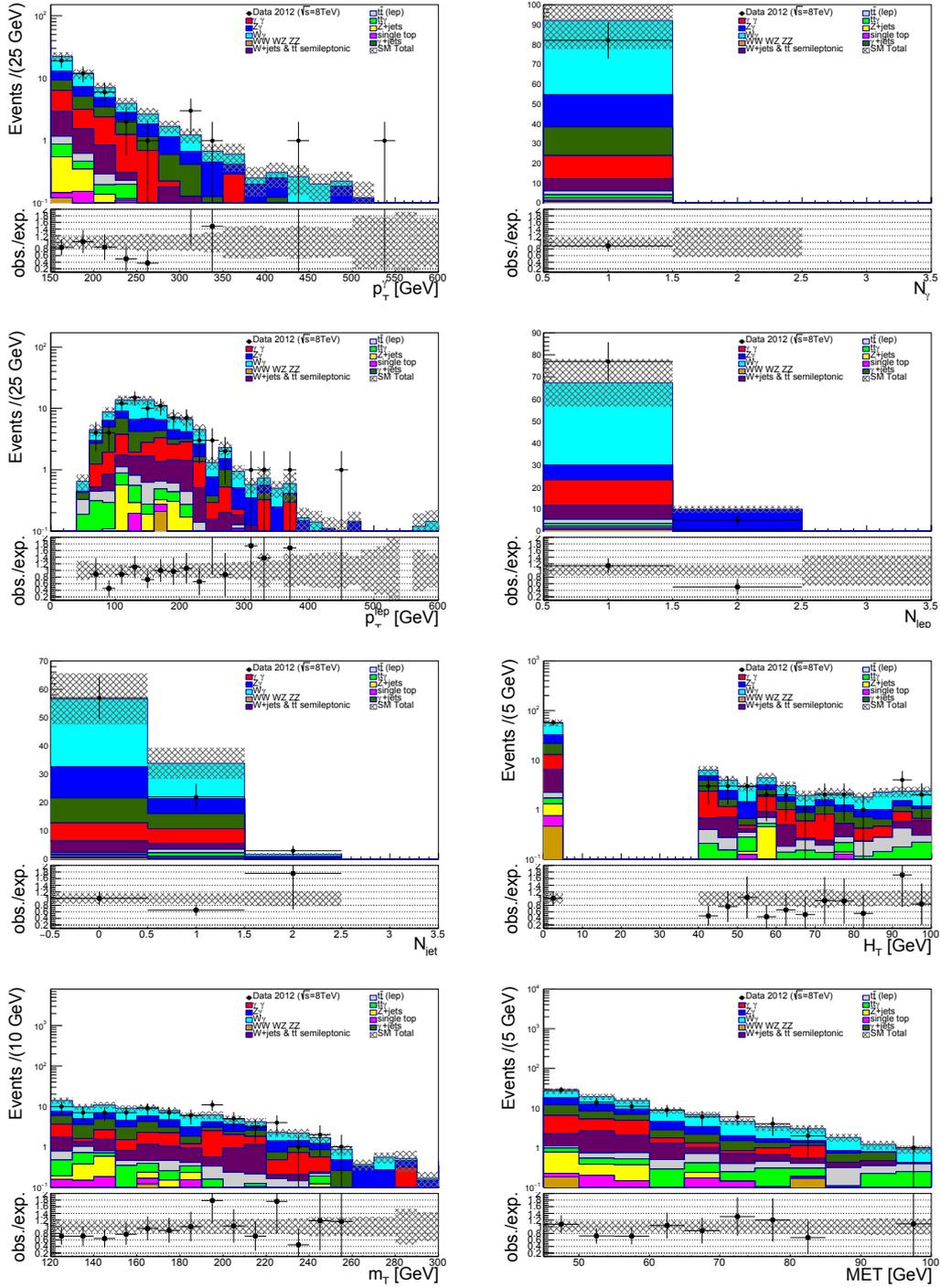


Figura 7.3: Distribuciones en el canal de electrones de HMThHT, sin el corte en la variable mostrada, después del ajuste. Las incertezas sistemáticas y estadísticas están incluidas.

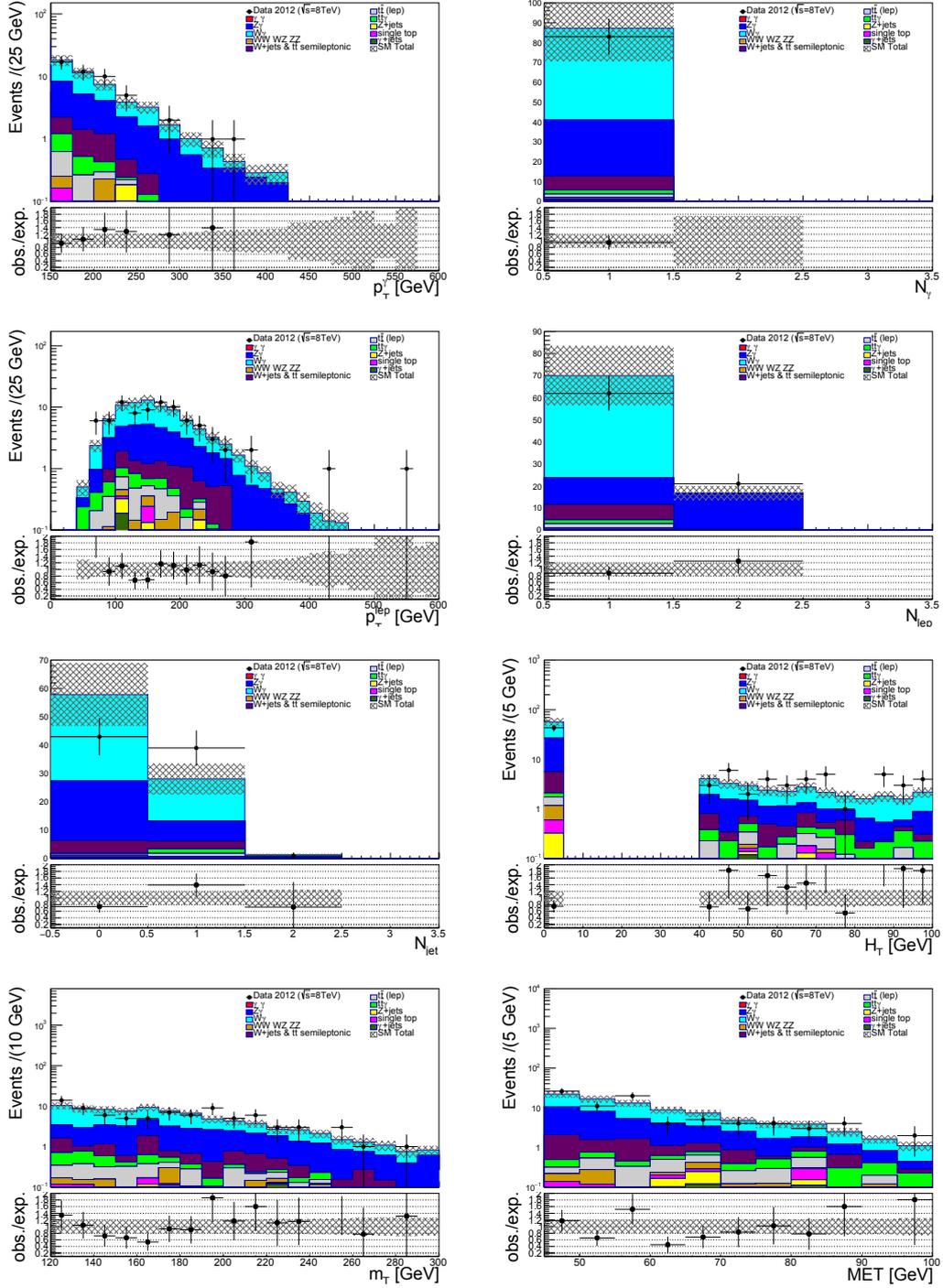


Figura 7.4: Distribuciones en el canal de muones de HMThHT, sin el corte en la variable mostrada, después del ajuste. Las incertezas sistemáticas y estadísticas están incluidas.

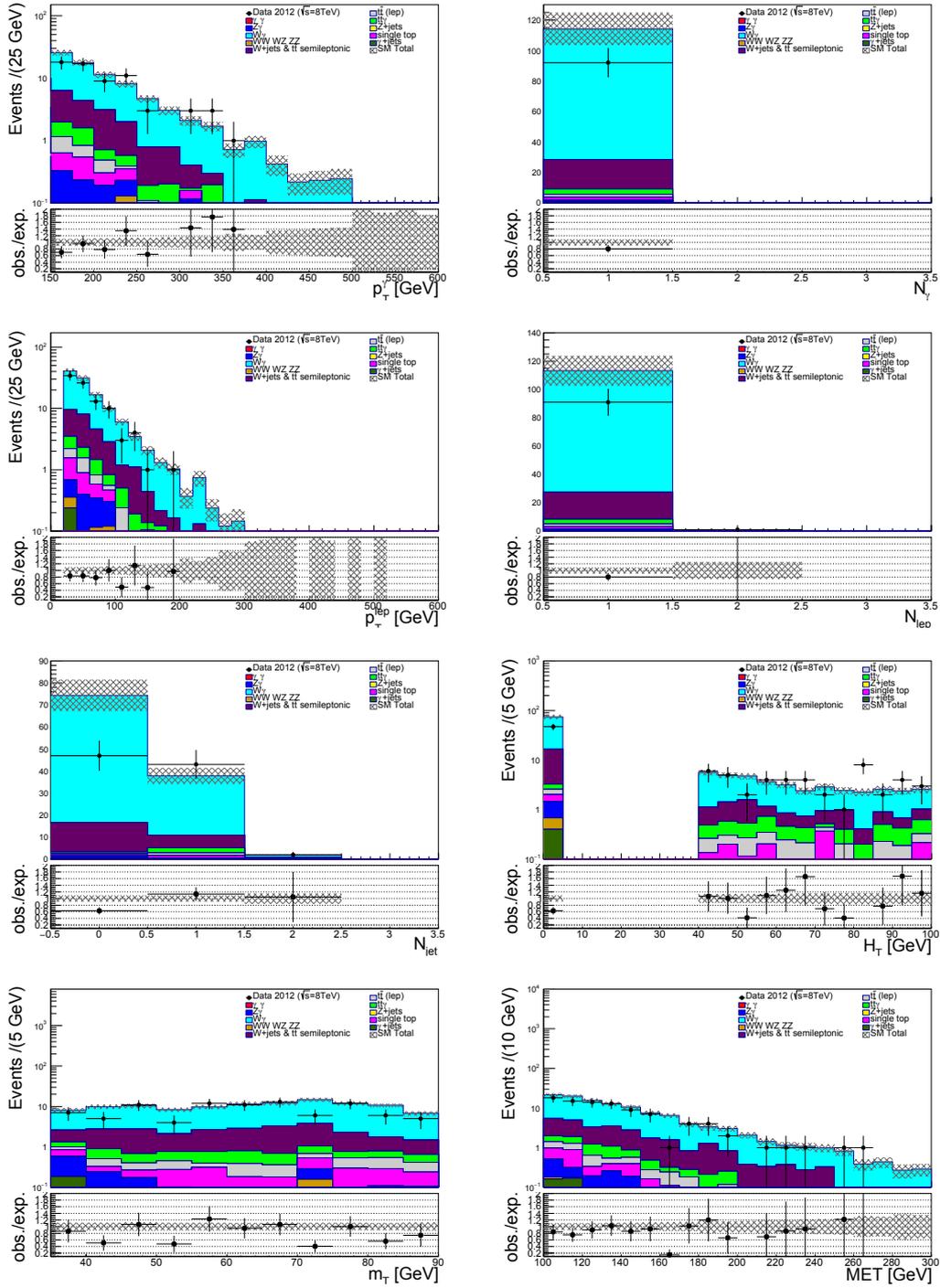


Figura 7.5: Distribuciones en el canal de electrones de HMETHHT, sin el corte en la variable mostrada, después del ajuste. Las incertezas sistemáticas y estadísticas están incluidas.

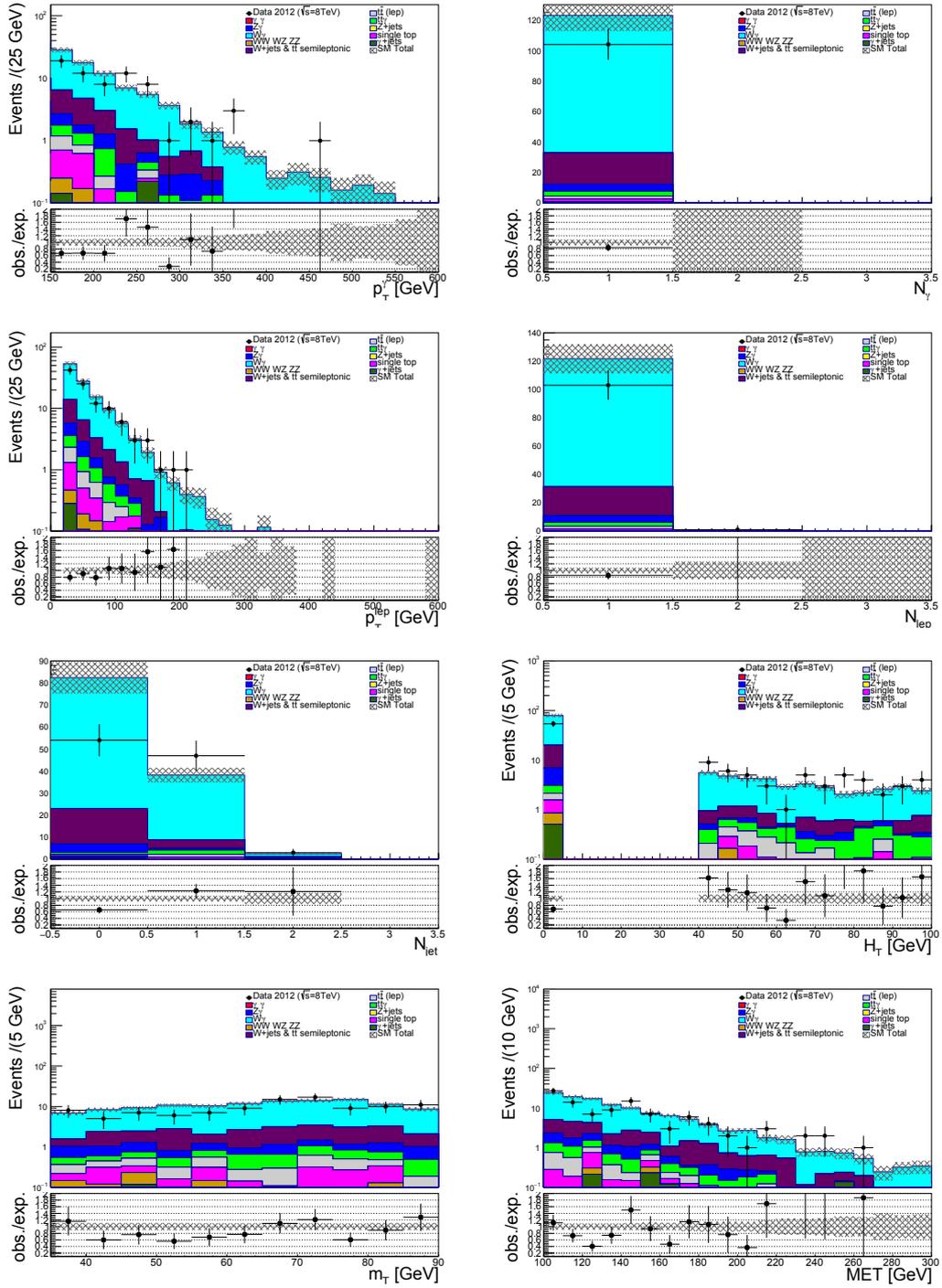


Figura 7.6: Distribuciones en el canal de muones de HMEThHT, sin el corte en la variable mostrada, después del ajuste. Las incertezas sistemáticas y estadísticas están incluidas.

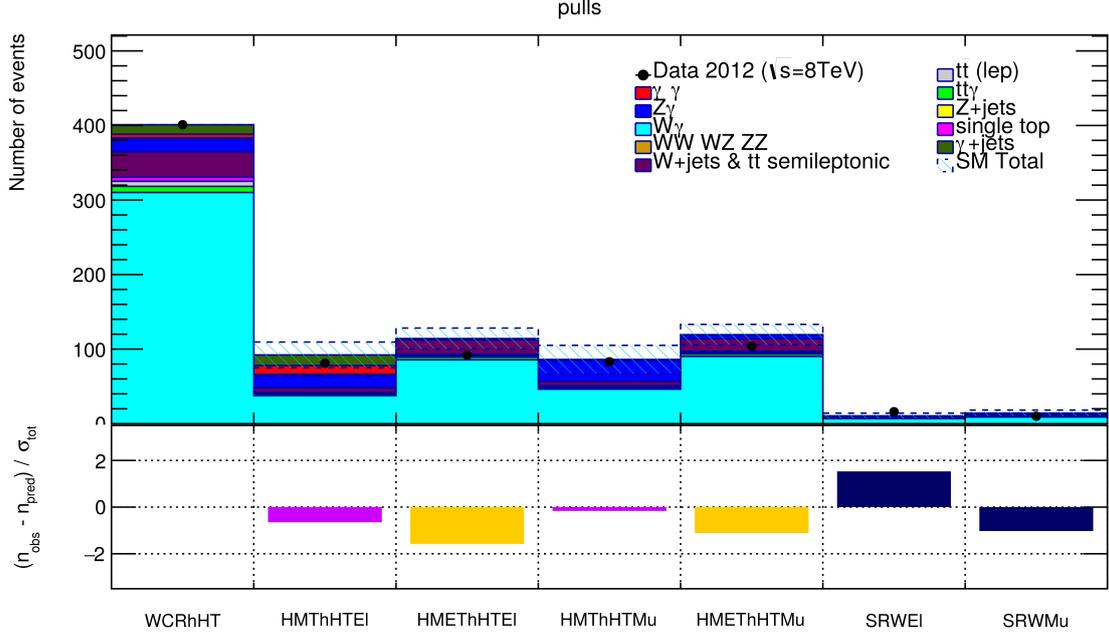


Figura 7.7: Comparación entre el número de eventos observado y esperado en cada una de las regiones. El panel inferior muestra el *pull* luego del ajuste. En WCRhHT no se observa diferencia debido a que esta es la región que se utiliza para ajustar el fondo.

límites de la sección eficaz visible independientes del modelo, así como los límites de la señal de winos, predicha en los modelos GGM considerados. Siguiendo las convenciones de ATLAS, se utiliza para esto el método de CL_s [159], que se resume a continuación.

La función *likelihood* considerada para un experimento de conteo, como el utilizado en los análisis a 8 TeV y 13 TeV en esta tesis, puede ser escrita como el producto de distribuciones de Poisson para las regiones de señal y control, y de distribuciones que incorporan efectos de las incertezas sistemáticas. Esta función se escribe como:

$$L = P(n_{CR}|\lambda_{CR}(\mu, \mathbf{b}, \vec{\alpha})) \times P(n_{SR}|\lambda_{SR}(\mu, \mathbf{b}, \vec{\alpha})) \times \prod_k G(\alpha_k), \quad (7.7)$$

donde n_{SR} (n_{CR}) es el número de eventos observados en las regiones de señal (control), y μ es un factor de escala global de la contribución de señal, siendo $\mu = 1$ el valor nominal, $P(n_{SR}|\lambda_{SR})$ ($P(n_{CR}|\lambda_{CR})$) es el *likelihood* poissoniano para n_{SR} (n_{CR}) eventos observados dado el valor medio esperado λ_{SR} (λ_{CR}), que depende de μ , el fondo estimado \mathbf{b} (considerando aquí también a los parámetros de normalización de fondos) y los parámetros $\vec{\alpha}$ que modelan las incertezas sistemáticas. Las incertezas sistemáticas son restringidas por la productoria de gaussianas $G(\alpha_k)$. Se denominan parámetros *nuisance*, θ , a parámetros que no son de interés en el resultado final del ajuste, como $\vec{\alpha}$ y \mathbf{b} , y por tal razón se los separa explícitamente de los parámetros de interés, como es el μ .

La interpretación estadística se realiza utilizando un estadístico de prueba *profile likelihood ratio* (PLR) [160, 161] que permite contrastar los datos observados con las predicciones del Modelo Estándar. El PRL, $\lambda(\mu)$, es construido con la función *likelihood* descrita en la ecuación 7.7 como la relación entre el *likelihood* maximizado con respecto al conjunto de parámetros *nuisance* para un valor específico del parámetro de interés μ , y el *likelihood* maximizado con respecto a μ y los parámetros *nuisance*. Estos últimos incluyen los parámetros de normalización, el número de eventos esperados de señal y fondo en cada región provenientes de muestras MC o de los métodos *data-driven* y los parámetros $\vec{\alpha}$ que

parametrizan las incertezas.

$$\lambda(\mu) = \frac{L(\mu, \hat{\boldsymbol{\theta}})}{L(\hat{\mu}, \hat{\boldsymbol{\theta}})} \quad (7.8)$$

En el numerador, los parámetros $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ son los parámetros que maximizan la función *likelihood* para un valor fijo de μ . Este proceso de elegir valores específicos de los parámetros *nuisance* para un valor dado de μ se lo conoce como *profiling*. En el denominador $\hat{\mu}$ y $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ son los valores estimados MLE.

De la definición de λ , ecuación 7.8, se sigue que este tomará valores entre cero y uno, y además que $\lambda \sim 1$ implica un buen acuerdo entre los datos y el valor hipotético de μ . Por lo tanto, λ es usado como estadístico de prueba, usualmente con una cantidad derivada definida como:

$$t_\mu = -2 \ln \lambda(\mu) \quad (7.9)$$

Por lo que, altos valores de t_μ corresponden a una gran incompatibilidad entre datos y el valor hipotético de μ . El nivel de desacuerdo con la hipótesis testeada se cuantifica con el valor p para un valor dado de μ , como sigue:

$$p_\mu = \int_{t_{\mu, \text{obs}}}^{\infty} f(t_\mu, \mu) dt_\mu \quad (7.10)$$

donde $t_{\mu, \text{obs}}$ es el valor observado del estadístico t_μ de datos y $f(t_\mu, \mu)$ representa la distribución de t_μ esperada para un valor de μ .

Para $\mu = 0$, la compatibilidad de los datos con la hipótesis de solo fondo es descrita por el valor de p_0 . Rechazar la hipótesis $\mu = 0$ lleva al descubrimiento de nueva señal. El valor p_0 es obtenido del estadístico de prueba q_0 , definido como:

$$q_0 = \begin{cases} -2 \ln \lambda(0) & \text{si } \hat{\mu} \geq 0 \\ 0 & \text{si } \hat{\mu} < 0 \end{cases} \quad (7.11)$$

donde q_0 tiene un valor nulo, para $\hat{\mu} < 0$, debido a que se supone que la presencia de la nueva señal sólo puede incrementar la cantidad media de eventos del fondo esperado. El valor p_0 para la hipótesis nula se define como:

$$p_0 = \int_{q_{0, \text{obs}}}^{\infty} f(0, \hat{\boldsymbol{\theta}}) dq_0 \quad (7.12)$$

donde f es la distribución esperada del estadístico de prueba si el mismo experimento es repetido muchas veces.

La compatibilidad de solo fondo con los datos puede ser cuantificada en términos de la significancia, definida como el número de desviaciones estándar normal gaussiana σ por encima del que la media gaussiana tiene una probabilidad en la cola superior igual a p . La relación entre p_0 y Z se define como:

$$Z = \Phi^{-1}(1 - p_0) \quad (7.13)$$

donde Φ^{-1} es el cuantil de la distribución, es decir la función inversa de la distribución acumulativa gaussiana.

Para establecer los límites superiores, el valor p se calcula para varios valores de μ , hasta que el valor correspondiente al límite fijado α es hallado. En el caso que el valor de α sea de 0.05, se excluye la señal con un nivel de confianza (CL) del 95%. El límite superior en μ es, por lo tanto, el valor más grande de μ con $p_\mu \leq \alpha$, mientras que los parámetros μ con p_μ sobre el límite α son excluidos con un $CL = 1 - \alpha$.

Más precisamente en ATLAS, los límites superiores en el parámetro μ son establecidos utilizando

el método CL_s , que en vez de p_μ utiliza un p'_μ definido como :

$$p'_\mu = \frac{p_\mu}{1 - p_b} \quad (7.14)$$

donde:

$$p_\mu = \int_{\tilde{q}_{\mu, \text{obs}}}^{\infty} f(\tilde{q}_\mu | \mu, \hat{\theta}(\mu)) d\tilde{q}_\mu \quad (7.15)$$

$$p_b = 1 - \int_{\tilde{q}_{\mu, \text{obs}}}^{\infty} f(\tilde{q}_\mu | 0, \hat{\theta}(0)) d\tilde{q}_\mu \quad (7.16)$$

El estadístico de prueba utilizado para establecer los límites es \tilde{q}_μ y se define:

$$\tilde{q}_\mu = \begin{cases} -2 \ln \tilde{\lambda}(\mu) & \text{si } \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \text{si } \hat{\mu} > \mu \end{cases} \quad (7.17)$$

La razón para poner $\tilde{q}_\mu = 0$ para $\hat{\mu} > \mu$ es que cuando se establece un límite superior, los datos con $\hat{\mu} > \mu$ son descartados ya que ellos representan menos compatibilidad con μ que los datos obtenidos, y por lo tanto no se considera parte de la región de rechazo de la contrastación.

Si $\hat{\mu} \leq \mu$, dos posibilidades son consideradas. Si $\hat{\mu} < 0$, $\hat{\mu}$ es reemplazado arbitrariamente por cero, debido a que $\mu \geq 0$ es esperado para la señal de una nueva partícula. Debido a esto un valor negativo del estadístico de prueba no será significativo. Si $0 \leq \hat{\mu} \leq \mu$ el estadístico de prueba se escribe de la manera estándar.

Para obtener los valores p , ya sean para exclusión o para el cálculo de límites, la distribución $f(q_\mu, \mu)$ para el estadístico de prueba se obtiene generando pseudoexperimentos o *toys* utilizando simulaciones de MC.

7.4. Determinación de límites

Los canales de electrones y muones son tratados individualmente y combinados estadísticamente. Se utiliza el paquete de ATLAS HistFitter para establecer los límites siguiendo el procedimiento explicado anteriormente. Este utiliza la estructura de HistFactory que es parte de RooStats [162]. Más específicamente, los canales de electrones y muones son tratados como canales independientes que HistFactory combina. Sin embargo, los canales se combinan en la región de control WCRhHT, para evitar incertezas sistemáticas adicionales. Las incertezas sistemáticas del mismo tipo son consideradas correlacionadas entre ambos canales. Además, se consideran correlacionadas incertezas del mismo tipo para todas las muestras de MC (señal o fondo), como pueden ser aquellas debidas a la reconstrucción de fotones.

7.4.1. Límites independientes del modelo

Como se mencionó en la Sección 7.2, los eventos esperados y observados para el canal de electrones fueron 10.47 ± 1.44 y 16 respectivamente, mientras que para el canal de muones se esperaban 14.09 ± 1.51 y se observaron 10 eventos. Utilizando solo las incertezas sistemáticas en el fondo, se obtiene que el límite superior para el número observado es de 14.2 eventos en el canal de electrones y de 6.0 eventos en el canal de muones. Equivalentemente, se obtiene que los límites de la sección eficaz visible son de 0.70 fb para el canal de electrones y de 0.30 fb para el de muones. Los canales de electrones y muones se consideraron por separado para el cálculo de estos límites. Los resultados finales son mostrados en la Tabla 7.11.

Regiones de señal	$\langle \epsilon \sigma \rangle_{\text{obs}}^{95} [\text{fb}]$	S_{obs}^{95}	S_{exp}^{95}	$p(s=0)$
SRWE1	0.70	14.2	$8.3^{+3.9}_{-2.1}$	0.05
SRWMu	0.30	6.0	$9.4^{+3.1}_{-3.1}$	0.76

Tabla 7.11: De izquierda a derecha: límite superior en la sección eficaz visible ($\langle \epsilon \sigma \rangle_{\text{obs}}^{95}$) y número de eventos de señal (S_{obs}^{95}) a 95 % CL. La tercer columna (S_{exp}^{95}) muestra el límite superior del número de eventos de señal, dado el valor esperado de eventos de fondo. Finalmente, la última columna muestra el valor p de descreimiento ($p(s=0)$). Los calculos se realizaron utilizando pseudo experimentos.

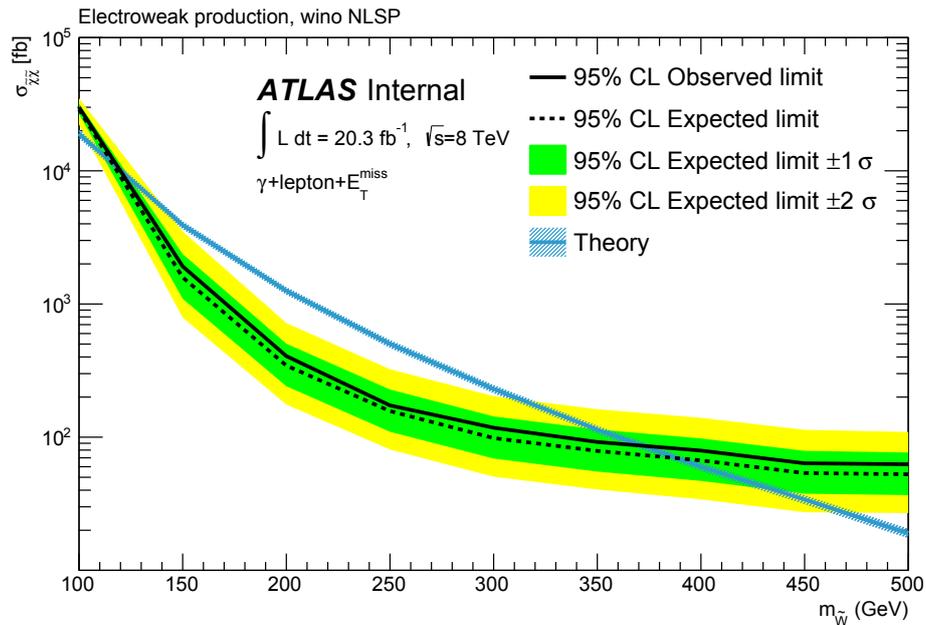


Figura 7.8: Contornos de exclusión en la sección eficaz de producción de winos como función del parámetro de masa $m_{\tilde{W}}$. El límite esperado se presenta junto con los rangos de incerteza a $\pm\sigma$ (verde) y a $\pm 2\sigma$ (amarillo). También se muestra la sección eficaz teórica (línea azul) de producción de pares \tilde{W} como función de $m_{\tilde{W}}$.

7.4.2. Límites en la señal de SUSY GGM

En este análisis también se calcularon los límites de exclusión esperados y observados sobre la sección eficaz para la producción de winos en el modelo considerado. En la Figura 7.8 se muestran los resultados obtenidos. Cabe destacar que en este modelo efectivo sólo se producen gauginos vía procesos del canal s debido a que los squarks, los cuales pueden poblar el canal t , son muy pesados. Conservativamente, utilizando el valor de una desviación estándar inferior para la sección eficaz de señal, se excluye la masa del wino, el único parámetro libre en el modelo de producción directa wino-NLSP, entre 124 GeV y 361 GeV independientemente de la masa del gluino. No se excluyen modelos con masas inferiores a 124 GeV debido a que la contaminación de señal esperada en la región WCRhHT es muy grande. Por completitud, en la Figura 7.9 se muestra la contaminación de señal en la WCRhHT en función de la masa del wino.

En la Figura 7.10 se muestran los límites de exclusión en la sección eficaz de producción de winos en los canales de electrones y muones por separado.

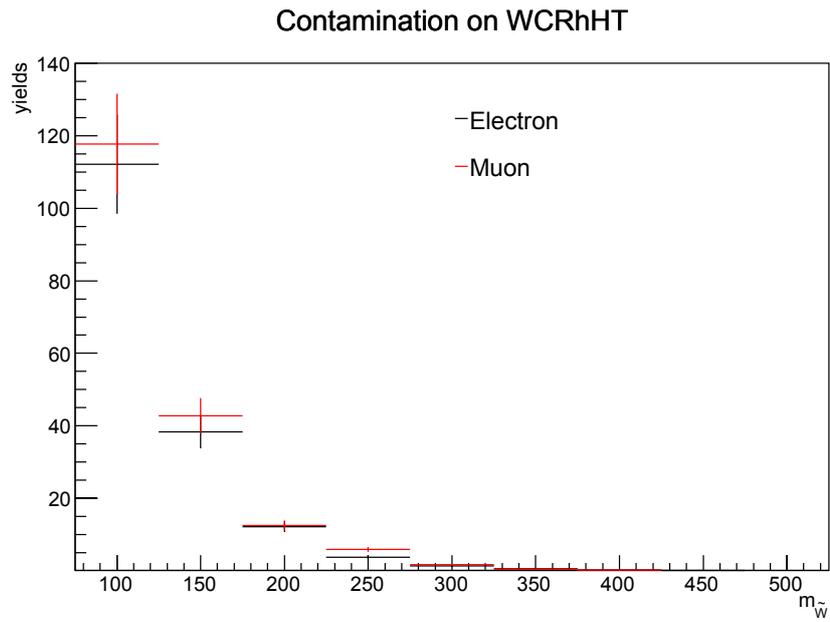


Figura 7.9: Señal esperada en WCRhHT en función de la masa del wino. En esta región se observaron, sumando ambos canales, 401 eventos.

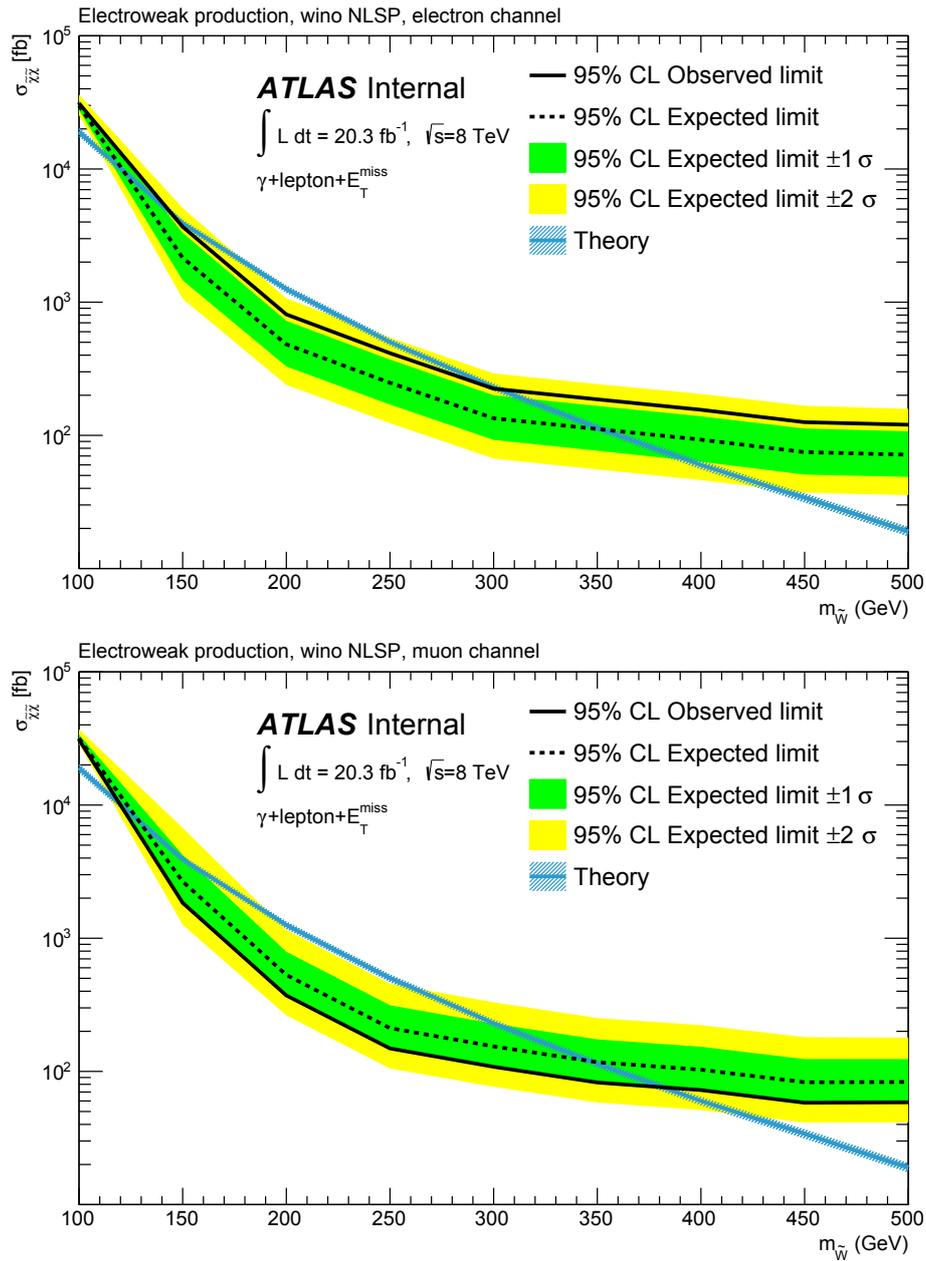


Figura 7.10: Contornos de exclusión en la sección eficaz de producción de winos en el canal de electrones (arriba) y muones (abajo) como función del parámetro de masa $m_{\tilde{W}}$. El límite esperado se presenta junto con los rangos de incerteza a $\pm 1\sigma$ (verde) y a $\pm 2\sigma$ (amarillo). También se muestra la sección eficaz teórica (línea azul) de producción de pares \tilde{W} como función de $m_{\tilde{W}}$.

RESULTADOS CON **36.1** fb⁻¹ A 13 TeV

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos a partir del análisis a energía de centro de masa de 13 TeV utilizando datos correspondientes a una luminosidad integrada de 36.1fb⁻¹, con los que se realizó la búsqueda de la producción fuerte de winos en el modelo de GGM considerado. En lo que sigue, como se hizo en el capítulo anterior, se comenzará describiendo brevemente en la Sección 8.1 las incertezas sistemáticas incluidas en el análisis. Las estimaciones de los fondos en las distintas regiones se presentan en la Sección 8.2, mientras que en las restantes Secciones se presentan y discuten los resultados obtenidos.

8.1. Incertezas sistemáticas

Las incertezas sistemáticas afectan tanto a los fondos estimados al hacer uso de las simulaciones MC o al utilizar un método *data-driven*, como a las predicciones de señal. Estas incertezas sistemáticas (experimentales o teóricas) pueden impactar en el número de eventos esperados tanto en las regiones de control como en las regiones de señal.

8.1.1. Incertezas Experimentales

Luminosidad

La incerteza de la luminosidad integrada de 2015+2016 es del 3.2%. Se deriva, al igual que lo descrito para 8 TeV, de la calibración preliminar de la escala de luminosidad usando los estudios de *van der Meers scan* [163], pero en este caso, realizados en agosto de 2015 y mayo de 2016.

Identificación, escala de energía y resolución de fotones

Las incertezas debidas a la identificación de fotones se calculan de acuerdo a las recomendaciones del grupo especializado en fotones y electrones de ATLAS, utilizando una herramienta provista por dicho grupo. Las incertezas son estimadas a partir del efecto que producen las diferencias entre las distribuciones de las variables de las formas de las lluvias de partículas producidas por los fotones en los calorímetro, en datos y en simulaciones. De los estudios realizados en [143], se encuentra que este procedimiento de estimación de la incerteza es conservativo. La misma conclusión se encontró en estudios realizados con datos del 2015 [164]. La energía de escala del fotón es determinada usando muestras de $Z \rightarrow ee$ y $J/\psi \rightarrow ee$ [165].

La corrección en escala de energía de los fotones se varía una desviación estándar hacia arriba o hacia abajo, usando la herramienta provista por el grupo de Egamma de ATLAS [166]. Similarmente, se varía la resolución de la energía de los fotones. Las variaciones se realizan independientemente para

cada muestra de MC (señal y fondo), y las diferencias obtenidas en el número de eventos seleccionado se asignan como incertezas sistemáticas. Las incertezas debidas a la energía de aislamiento de los fotones son determinadas comparando los resultados con/sin tener en cuenta las correcciones *data-driven* al aislamiento en el calorímetro de las muestras de MC.

Identificación, escala y resolución de energía de leptones

Para electrones [145] y muones [147], al igual que para los fotones, las incertezas debidas a la eficiencia de identificación, la escala y la resolución de energía son determinadas a partir de muestras de control $Z \rightarrow \ell^- \ell^-$, $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$ y $W \rightarrow \ell^\pm \nu$.

Para electrones, el modelo completo de variables sujetas a sistemáticos teniendo en cuenta las correlaciones consiste en 60 parámetros *nuisance*. En este análisis se utiliza un modelo de correlación simplificado que provee un parámetro *nuisance* para la escala de energía y uno para la resolución de energía. Para la eficiencia de selección e identificación, el modelo de correlación por defecto provee una fuente de incerteza sin correlación y 10 más correlacionadas para la reconstrucción, identificación, aislamiento y trigger separadamente.

Las correcciones al momento del muón son obtenidas al ajustar factores de corrección para hacer coincidir la distribución de datos con MC de la masa invariante del Z y del J/ψ decayendo a muones. Las incertezas sistemáticas son derivadas de la variación en el procedimiento del ajuste y estudios de alineamientos, entre otros. También se tienen en cuenta las incertezas estadísticas y sistemáticas en la eficiencia de reconstrucción, la energía de aislamiento y los factores de escala de la asociación entre vértices y trazas. La carga de los muones depende de efectos locales como desalineamientos, principalmente del detector interno y, en menor medida, en el espectrómetro de muones. Estos efectos se tienen en cuenta al momento de la reconstrucción y son incluidos en la incerteza sistemática afectando a los eventos seleccionados. Finalmente, se incluye también una incerteza sistemática asociada al veto de muones que presentan trazas con una resolución pobre en el espectrómetro de muones.

Escala y resolución de energía de jets

Las incertezas en escala y resolución de energía de los jets son derivadas siguiendo el procedimiento descrito en las Referencias [167,168]. Para evaluar el efecto de estas incertezas en los eventos seleccionados, la energía de los jets se varía hacia arriba y abajo, en un modo completamente correlacionado, en un σ de la incerteza total en la escala de energía del jet que se obtiene utilizando una herramienta provista por el grupo de jets y energía transversa perdida. El impacto de aplicar la representación completa con todos los parámetros *nuisance*, y las cuatro representaciones reducidas con sólo 4 parámetros *nuisance* fue puesto a prueba. Debido a que el resultado luego de la selección es consistente utilizando los diferentes conjuntos, se usó la reducción de los parámetros *nuisance* para el resultado final. Como se recomienda en este caso, el primer conjunto es utilizado con sus correspondientes cuatro parámetros *nuisance*.

Un *smearing* al p_T se añade a los jets basado en su p_T y η para tener en cuenta una posible subestimación de la resolución de la energía de los jets en las simulaciones de MC. La diferencia en los resultados se obtiene luego de realizar la variación en la incerteza. La recomendación actual es utilizar el *smearing* como una incerteza sistemática, por lo que el resultado por defecto es sin aplicarlo.

Las incertezas debidas a la reconstrucción de vértices de jets se aplica vía una herramienta del grupo de Jets/ E_T^{miss} , que tiene en cuenta la contaminación residual del *pileup* de los jets luego de su supresión y la elección del generador de MC.

Término *soft* de la E_T^{miss}

En el caso de E_T^{miss} , las incertezas se originan a partir de todos los objetos subyacentes con los que se construye, y estas se propagan al cálculo final. Se suman también incertezas adicionales en las contribuciones del término *soft*.

Las incertezas sistemáticas del término *soft* de la E_T^{miss} son derivadas de la comparación en escala y resolución de energía de los datos del 2015 y de simulaciones de MC. El impacto de las incertezas en la escala de energía en los eventos seleccionados, es estimado variándolas utilizando una herramienta provista por el grupo de Jets/ E_T^{miss} . Esta herramienta también provee las incertezas totales para los términos *soft* de la E_T^{miss} .

Pile-up

El factor nominal de repesado por correcciones de *pile-up* es determinado al hacer coincidir el número promedio de interacciones por cruce en MC con el de datos. El factor de escala, que también tiene en cuenta la coincidencia en el número de vértices, es de 1/1.09. La incerteza en el pesado de los eventos se evalúa al comparar los resultados variando el factor de escala por 1 (variación hacia arriba) y por 1/1.18 (variación hacia abajo).

8.1.2. Incertezas en métodos *Data-Driven*

Como se discutió en las Secciones 6.2, 6.3 y 6.1, los fondos de objetos mal reconstruidos son estimados utilizando métodos *data-driven*, que pueden resumirse en los siguientes pasos: i) Cálculo de factores o eficiencias usando datos; ii) Pesado de los eventos en las regiones de control con los factores o eficiencias calculadas en el punto anterior para obtener la estimación del fondo.

Hay entonces dos tipos de incertezas que afectan el resultado final: Las incertezas sistemáticas y estadísticas de los métodos utilizados para estimar los factores o eficiencias, y la incerteza estadística de las muestras de control. Las incertezas estadísticas de las regiones de control son normalizadas a los factores o eficiencias de cada método y tomadas como incertezas estadísticas, mientras que a las incertezas de los factores o eficiencias resultantes se las considera como incertezas sistemáticas del fondo predicho, haciéndolas variar un σ hacia arriba y hacia abajo.

8.1.3. Incertezas debidas a la diferencia entre los canales de e y μ

En este análisis se estudian estados finales con leptones, los cuales a fines prácticos son muones o electrones. Dado que no se espera que entre el canal de electrones y muones haya una diferencia, se asigna una incerteza sistemática al número de eventos en las regiones que combinan los dos canales debida a la diferencia de fondo esperado en ambos canales. En la Tabla 8.1 se muestran las incertezas relativas para cada una de las regiones consideradas.

8.1.4. Incertezas teóricas

Producción de señal de GGM

La incerteza teórica total para el número de eventos de la señal del modelo utilizado es tomada de una herramienta estándar provista por el grupo de SUSY de ATLAS que utiliza las predicciones de las secciones eficaces con diferentes conjuntos de PDF y escalas de factorización y renormalización, como se describe en la Referencia [169].

Región	Incerteza (%)
CRW	8.22
CRT	11.94
VRW	1.39
VRT	0.45
SRL	39.81
SRH	17.95
SRW	10.40
SRW ₁₀₀	6.94

Tabla 8.1: Incertezas relativas introducidas por la diferencia entre los canales de electrones y muones .

Para el caso de producción electrodébil, debido a que hay muchos procesos de producción para cada punto de señal, las incertezas deben ser calculadas por separado para cada proceso y luego combinadas en una incerteza total.

Los valores centrales y las incertezas de las secciones eficaces de GGM son mostradas en la Tabla 8.2 para el caso de producción fuerte en la que los charginos/neutralinos son producidos en la cadena de desintegración, en la Tabla 8.3 para la producción directa de $\chi_1^+ \chi_1^0$ y en la Tabla 8.4 para la producción directa de $\chi_1^- \chi_1^0$. El rango de incertezas para la producción fuerte va desde 16,5% para el punto con masa de gluino de 600 GeV, hasta 32.8% para masa de gluino de 1800 GeV. En el caso de la producción débil, las incertezas se encuentran en el rango desde 7.1% hasta 9.7% para cada proceso individual.

Producción de fondo vía simulaciones MC

Las incertezas teóricas asociadas a la producción de los diferentes procesos de fondo originados por la elección de la simulación de MC son evaluadas considerando variaciones en la generación de eventos con respecto a la configuración predeterminada, teniendo en cuenta diferentes tipos de PDF y sus incertezas [170].

Para evaluar las incertezas debidas a las PDFs se siguen las recomendaciones del grupo de Monte Carlo Tuning de ATLAS utilizando una herramienta que permite configurar la PDF en CT10, NNPDF y MMHT para llevar a cabo el repesado de esta y determinar el valor de su incerteza como:

$$\Delta = \frac{1}{2} \left[\text{máx} \left(\Delta_{\text{CT10}}^+, \Delta_{\text{NNPDF}}^+, \Delta_{\text{MMHT}}^+ \right) - \text{mín} \left(\Delta_{\text{CT10}}^-, \Delta_{\text{NNPDF}}^-, \Delta_{\text{MMHT}}^- \right) \right] \quad (8.1)$$

Las incertezas asociadas a las PDF en los fondos del Modelo Estándar simulados con MC en todas las regiones más relevantes se muestran en la Tabla 8.5.

8.2. Estimación de fondos a partir de las CR

Cada región de control descrita en la Sección 6.4.2 es definida de modo que se encuentre cinemáticamente cerca de la región de señal, manteniéndose ortogonal a la SR. En la Figura 8.1 se muestra la contaminación de señal para cada una de las regiones de control, en donde la contaminación se define como $100\% \times \frac{n_s}{n_s + n_b}$. Se observa que para las puntos de más baja masa de wino los valores de contaminación alcanzan su máximo, siendo este de 25% para el punto de producción fuerte con una masa de gluino de 600 GeV y una masa del wino de 100 GeV en la CRT, mientras que el punto de producción débil con mayor contaminación es el de 100 GeV.

Al igual que para el análisis de 8 TeV, una vez definidas las regiones de control, se realiza un ajuste de sólo fondo a los datos en dichas regiones maximizando el *likelihood* a fin de determinar

$m_{\tilde{g}}$	Cross section [pb]	Relative uncertainty	CTEQ cross section [pb]			k -factor	PDF		Scale		$alpha$	
			NLL	NLO	LO		CTEQ	MSTW	CTEQ	MSTW	CTEQ	MSTW
600	8.561e+00	0.165	—	8.520e+00	4.700e+00	1.821	+0.102	+0.050	+0.134	+0.139	+0.024	+0.000
700	3.254e+00	0.178	—	3.240e+00	1.730e+00	1.881	+0.081	-0.055	-0.137	-0.142	-0.014	0.000
800	1.353e+00	0.196	—	1.350e+00	7.020e-01	1.928	+0.120	+0.058	+0.136	+0.142	+0.028	+0.000
900	6.054e-01	0.207	—	6.050e-01	3.060e-01	1.978	-0.093	-0.058	-0.139	-0.145	-0.017	0.000
1000	2.857e-01	0.222	—	2.860e-01	1.400e-01	2.041	+0.137	+0.053	+0.141	+0.137	+0.032	+0.000
1100	1.401e-01	0.245	—	1.410e-01	6.750e-02	2.076	-0.102	-0.072	-0.141	-0.153	-0.018	0.000
1200	7.179e-02	0.258	—	7.200e-02	3.350e-02	2.143	+0.149	+0.070	+0.140	+0.148	+0.034	+0.000
1300	3.770e-02	0.276	—	3.790e-02	1.710e-02	2.204	-0.114	-0.070	-0.145	-0.150	-0.022	0.000
1400	2.034e-02	0.293	—	2.040e-02	8.940e-03	2.275	+0.164	+0.079	+0.143	+0.154	+0.036	+0.000
1500	1.251e-02	0.258	1.230e-02	1.120e-02	4.750e-03	2.633	-0.125	-0.074	-0.150	-0.150	-0.023	0.000
1600	6.994e-03	0.280	6.890e-03	6.270e-03	2.560e-03	2.732	+0.181	+0.071	+0.149	+0.154	+0.039	+0.000
1700	3.992e-03	0.301	3.940e-03	3.570e-03	1.400e-03	2.852	-0.134	-0.094	-0.149	-0.162	-0.026	0.000
1700	3.992e-03	0.301	3.940e-03	3.570e-03	1.400e-03	2.852	+0.199	+0.084	+0.151	+0.159	+0.044	+0.000
1800	2.297e-03	0.328	2.270e-03	2.040e-03	7.700e-04	2.983	-0.141	-0.086	-0.153	-0.157	-0.027	0.000
							+0.214	+0.087	+0.156	+0.162	+0.047	+0.000
							-0.153	-0.090	-0.156	-0.159	-0.030	0.000
							+0.234	+0.105	+0.162	+0.171	+0.051	+0.000
							-0.161	-0.088	-0.157	-0.154	-0.033	0.000
							+0.253	+0.103	+0.093	+0.097	+0.073	+0.033
							-0.172	-0.100	-0.092	-0.094	-0.050	-0.033
							+0.273	+0.109	+0.095	+0.097	+0.077	+0.035
							-0.183	-0.106	-0.093	-0.095	-0.053	-0.034
							+0.293	+0.116	+0.096	+0.098	+0.081	+0.036
							-0.196	-0.111	-0.094	-0.095	-0.055	-0.034
							+0.293	+0.116	+0.096	+0.098	+0.081	+0.036
							-0.196	-0.111	-0.094	-0.095	-0.055	-0.034
							+0.318	+0.121	+0.097	+0.099	+0.085	+0.038
							-0.208	-0.118	-0.094	-0.096	-0.058	-0.035

Tabla 8.2: Sección eficaz total a NLO+NLL de producción de $\tilde{g}\tilde{g}$ con las correspondientes incertezas en función de la masa del gluino para todos los puntos de señal GGM.

$n_{\tilde{W}}$	Cross section [pb]	Relative uncertainty	CTEQ cross section [pb]		k -factor	PDF		Scale		α	
			NLO	LO		CTEQ	MSTW	CTEQ	MSTW	CTEQ	MSTW
100	1.329e+01	0.079	1.340e+01	1.030e+01	1.291	+0.021 -0.020	+0.017 -0.026	+0.067 -0.075	+0.067 -0.082	+0.000 -0.005	+0.000 0.000
300	2.494e-01	0.058	2.460e-01	2.000e-01	1.247	+0.028 -0.027	+0.028 -0.017	+0.028 -0.037	+0.028 -0.035	+0.000 -0.002	+0.000 0.000
350	1.360e-01	0.055	1.340e-01	1.100e-01	1.237	+0.032 -0.026	+0.020 -0.032	+0.022 -0.030	+0.014 -0.036	+0.000 -0.005	+0.000 0.000
400	7.914e-02	0.060	7.790e-02	6.410e-02	1.235	+0.028 -0.034	+0.027 -0.020	+0.015 -0.028	+0.015 -0.026	+0.001 -0.005	+0.000 0.000
450	4.793e-02	0.063	4.700e-02	3.920e-02	1.223	+0.029 -0.036	+0.031 -0.017	+0.013 -0.026	+0.012 -0.022	+0.003 -0.005	+0.000 0.000
500	3.020e-02	0.065	2.940e-02	2.480e-02	1.218	+0.035 -0.034	+0.037 -0.016	+0.010 -0.020	+0.010 -0.019	+0.004 -0.004	+0.000 0.000
550	1.951e-02	0.066	1.900e-02	1.620e-02	1.204	+0.036 -0.038	+0.035 -0.020	+0.005 -0.016	+0.005 -0.015	+0.006 -0.003	+0.000 0.000
600	1.278e-02	0.067	1.250e-02	1.080e-02	1.183	+0.037 -0.043	+0.025 -0.037	+0.008 -0.016	+0.000 -0.015	+0.005 -0.005	+0.000 0.000
650	8.644e-03	0.071	8.410e-03	7.330e-03	1.179	+0.038 -0.043	+0.035 -0.024	+0.001 -0.013	+0.000 -0.011	+0.007 -0.005	+0.000 0.000
700	5.895e-03	0.074	5.740e-03	5.050e-03	1.167	+0.038 -0.047	+0.038 -0.023	+0.000 -0.012	+0.000 -0.008	+0.007 -0.005	+0.000 0.000
750	4.066e-03	0.075	3.960e-03	3.530e-03	1.152	+0.040 -0.049	+0.038 -0.025	+0.000 -0.010	+0.000 -0.007	+0.008 -0.006	+0.000 0.000
800	2.840e-03	0.079	2.770e-03	2.490e-03	1.141	+0.040 -0.054	+0.042 -0.026	+0.000 -0.011	+0.000 -0.007	+0.009 -0.007	+0.000 0.000

Tabla 8.3: Sección eficaz total a NLO+NLL de producción de $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^+$ con las correspondientes incertezas en función de la masa del wino para todos los puntos de señal GGM.

$m_{\tilde{W}}$	Cross section [pb]	Relative uncertainty	CTEQ cross section [pb]		k -factor	PDF		Scale		$alpha$	
			NLO	LO		CTEQ	MSTW	CTEQ	MSTW	CTEQ	MSTW
100	8.459e+00	0.097	8.320e+00	6.320e+00	1.338	+0.020	+0.022	+0.070	+0.071	+0.001	+0.000
300	1.219e-01	0.077	1.180e-01	9.410e-02	1.295	-0.023	-0.017	-0.078	-0.079	-0.005	0.000
350	6.334e-02	0.074	6.140e-02	4.910e-02	1.290	+0.040	+0.035	+0.025	+0.024	+0.000	+0.000
400	3.518e-02	0.074	3.410e-02	2.730e-02	1.289	-0.031	-0.019	-0.034	-0.032	-0.005	0.000
450	2.038e-02	0.077	1.980e-02	1.590e-02	1.282	+0.040	+0.026	+0.021	+0.018	+0.001	+0.000
500	1.237e-02	0.077	1.190e-02	9.680e-03	1.278	-0.033	-0.022	-0.029	-0.029	-0.004	0.000
550	7.698e-03	0.080	7.460e-03	6.060e-03	1.270	+0.044	+0.027	+0.015	+0.014	+0.002	+0.000
600	4.919e-03	0.083	4.750e-03	3.890e-03	1.264	-0.036	-0.025	-0.026	-0.025	-0.005	0.000
650	3.206e-03	0.086	3.110e-03	2.540e-03	1.262	+0.046	+0.030	+0.010	+0.009	+0.000	+0.000
700	2.134e-03	0.087	2.060e-03	1.700e-03	1.255	-0.043	-0.023	-0.025	-0.019	-0.006	0.000
750	1.438e-03	0.093	1.390e-03	1.150e-03	1.251	+0.060	+0.032	+0.017	+0.008	+0.005	+0.000
800	9.850e-04	0.097	9.510e-04	7.860e-04	1.253	-0.037	-0.026	-0.017	-0.016	-0.005	0.000
						+0.054	+0.032	+0.005	+0.002	+0.002	+0.000
						-0.047	-0.027	-0.017	-0.015	-0.008	0.000
						+0.061	+0.037	+0.004	+0.002	+0.004	+0.000
						-0.048	-0.025	-0.015	-0.012	-0.008	0.000
						+0.060	+0.033	+0.000	+0.000	+0.002	+0.000
						-0.056	-0.033	-0.013	-0.012	-0.010	0.000
						+0.071	+0.035	+0.000	+0.000	+0.006	+0.000
						-0.053	-0.031	-0.010	-0.009	-0.009	0.000
						+0.071	+0.040	+0.000	+0.000	+0.004	+0.000
						-0.060	-0.036	-0.007	-0.007	-0.009	0.000
						+0.071	+0.049	+0.000	+0.000	+0.004	+0.000
						-0.064	-0.024	-0.008	-0.010	-0.011	0.000

Tabla 8.4: Sección eficaz total a NLO+NLL de producción de $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^+$ con las correspondientes incertezas en función de la masa del vino para todos los puntos de señal GGM.

	Nominal PDF	CRW	CRT	VRW	VRT	SRL	SRH	SRW	SRW ₁₀₀
$t\bar{t}\gamma$ NLO	NNPDF	11.43 %	9.69 %	12.65 %	10.35 %	20.58 %	17.29 %	10.22 %	10.23 %
$W\gamma$	CT10	4.53 %	4.36 %	5.34 %	4.55 %	4.10 %	4.51 %	3.79 %	4.21 %
$Z(l)\gamma$	CT10	4.51 %	4.41 %	4.93 %	6.13 %	0 %	9.07 %	4.51 %	3.98 %
$V\gamma\gamma$	CT10	4.46 %	4.24 %	6.75 %	2.00 %	0 %	6.12 %	4.60 %	4.86 %
$\gamma\gamma$	CT10	—	4.98 %	—	—	—	—	—	—

Tabla 8.5: Incertezas asociadas a las PDF en los fondos simulados en todas las regiones relevantes para el análisis.

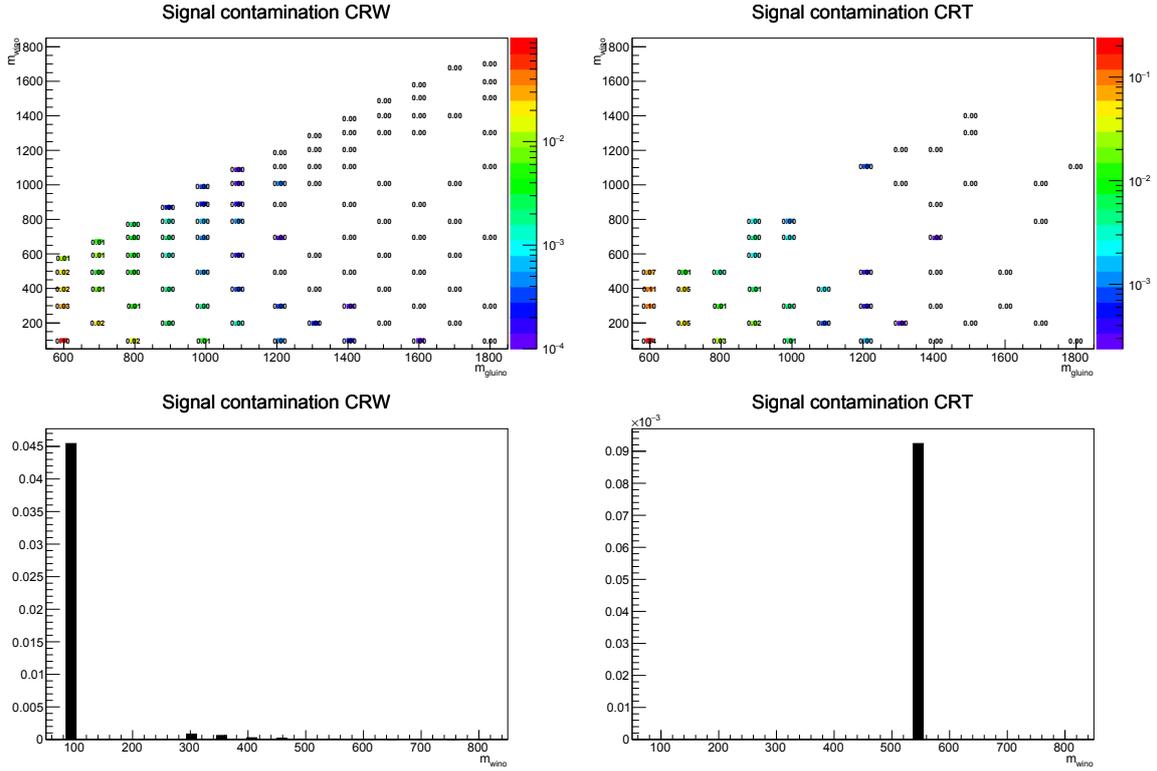


Figura 8.1: Contaminación de señal (arriba: producción fuerte, abajo: producción débil) en las regiones de control (izquierda: CRW, derecha: CRT). La contaminación está definida como $100\% \times \frac{n_s}{n_s + n_b}$.

la normalización de los componentes del fondo. En la Tabla 8.6, se presenta una comparación de la predicción del fondo y los datos observados en las CR luego de que se realizara el ajuste mencionado. En esta Tabla también se muestra el número de eventos observado y esperado en cada uno de los canales, electrón y muón. Las regiones de control por canal son tomadas como regiones de validación, esto quiere decir que no fueron incluidas en el ajuste para obtener los factores de normalización. El factor de normalización obtenido del ajuste para la muestra de MC de $W\gamma$ (μ_W) tiene un valor de 1.132 ± 0.163 , mientras que para $t\bar{t}\gamma$ tiene un valor de 1.562 ± 0.321 .

En las Figuras 8.2, 8.3, 8.4 y 8.5, con el fin de asegurar el correcto modelado del fondo, se presentan las distribuciones de algunas variables relevantes para el análisis, comparando datos con valores estimados. Todas las distribuciones son mostradas luego de aplicar los factores de escala obtenidos en el ajuste simultáneo a las regiones de control. De las Figuras se desprende un buen acuerdo en todas las distribuciones entre los datos y la estimación de fondos, a excepción de los bins a bajo H_T^{had} donde se ve una discrepancia. Debido a esto último y dado que esta región está más próxima a las regiones de señal SRW y SRW100, se decidió no mirar los datos en estas regiones hasta tener una acabada estimación de los sistemáticos afectando a los fondos en ellas, lo que será llevado a cabo con

Regiones de control	CRW	CRT	eICRW	muCRW	eICRT	muCRT
Eventos observados	1205	180	538	667	95	85
Eventos esperados SM (ajustados)	1204.86 ± 34.57	180.08 ± 13.10	548.41 ± 53.07	656.62 ± 67.83	79.53 ± 11.43	100.62 ± 14.20
$W\gamma$	898.23 ± 77.13	6.62 ± 1.29	373.61 ± 50.17	524.75 ± 70.36	2.51 ± 0.52	4.12 ± 1.16
$t\bar{t}\gamma$	42.73 ± 8.46	146.09 ± 14.05	18.16 ± 4.27	24.57 ± 5.85	65.07 ± 11.27	81.09 ± 13.95
$Z(\rightarrow ll)\gamma$	44.30 ± 10.47	0.88 ± 0.27	16.86 ± 4.58	27.45 ± 5.56	0.31 ± 0.09	0.56 ± 0.17
$V\gamma\gamma$	4.66 ± 0.62	0.01 ^{+0.01} _{-0.01}	2.01 ± 0.30	2.66 ± 0.24	0.01 ^{+0.01} _{-0.01}	0.00 ± 0.00
$\gamma\gamma$	9.09 ± 2.36	0.00 ± 0.00	9.09 ± 2.24	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
$e \rightarrow \gamma$	20.81 ± 2.35	19.80 ± 2.83	14.13 ± 1.12	6.68 ± 0.52	9.06 ± 0.75	10.75 ± 0.86
$j \rightarrow \ell$	71.71 ± 64.07	2.58 ^{+3.24} _{-2.58}	60.30 ± 54.20	11.41 ± 10.28	1.06 ^{+1.66} _{-1.06}	1.53 ± 1.36
$j \rightarrow \gamma$	113.34 ± 20.58	4.09 ± 0.80	54.25 ± 8.95	59.11 ± 9.49	1.52 ± 0.24	2.57 ± 0.40
Eventos esperados SM (sin ajustar)	1083.53	126.87	497.30	586.22	55.86	71.01
$W\gamma$	792.94	5.85	329.75	463.19	2.21	3.64
$t\bar{t}\gamma$	27.34	93.65	11.62	15.72	41.69	51.96
$Z(\rightarrow ll)\gamma$	44.24	0.88	16.82	27.41	0.31	0.56
$V\gamma\gamma$	4.66	0.01	2.01	2.66	0.01	0.00
$\gamma\gamma$	9.08	0.00	9.08	0.00	0.00	0.00
$e \rightarrow \gamma$	20.81	19.81	14.13	6.68	9.06	10.75
$j \rightarrow \ell$	70.79	2.57	59.50	11.30	1.05	1.51
$j \rightarrow \gamma$	113.66	4.10	54.40	59.27	1.52	2.58

Tabla 8.6: Resultados del ajuste en las regiones de control. El número de eventos observados es comparado con el número de eventos esperado de fondo, después de la correspondiente normalización a la CR. También se muestran los resultados para el canal de electrones y muones. En la parte inferior de las tablas se muestran los valores nominales del fondo antes de la correspondiente normalización. Sólo están incluidas las incertezas sistemáticas.

la estadística total de *Run 2* a fines del 2018. Por tal razón en esta tesis se presentan resultados solo para el caso de producción fuerte de winos a 13 TeV. En las Tablas 8.8 y 8.9 se presenta el desglose de las incertezas sistemáticas para la CRW y CRT, respectivamente.

Como ya se mencionó en la Sección 6.4.3, se definieron regiones de validación para verificar que las extrapolaciones de los factores de escala desde la regiones de control son válidas. En la Tabla 8.7 se muestran los resultados obtenidos para las regiones de validación VRT y VRW, así como también los números de eventos esperados y observados en cada uno de los canales. Además, en la Figuras 8.6, 8.7, 8.8 y 8.9 se muestran las distribuciones de las variables relevantes en las regiones de validación en datos comparadas con las estimaciones luego de haberse ajustado a las regiones de control. En las Tablas 8.10 y 8.11 se presenta el desglose de las incertezas sistemáticas para la VRW y VRT respectivamente.

8.3. Resultados en las regiones de señal

Luego de realizarse un ajuste completo incluyendo las regiones de señal definidas para investigar eventos con winos producidos fuertemente y considerando las CR, VR y los métodos descriptos para la estimación de fondos, se obtiene que el fondo estimado de procesos del SM para SRL es de 2.72 ± 1.20 eventos, y para SRH de 1.45 ± 0.74 eventos.

Las incertezas experimentales están correlacionadas en todas la regiones consideradas, mientras que las incertezas teóricas asociadas a las muestras no están correlacionadas. Todas las incertezas en las estimaciones de fondos son tratadas como parámetros *nuisance* distribuidos de forma gaussiana en el ajuste de maximización del *likelihood* (Ver Sección 7.3).

Resulta relevante verificar el comportamiento de los parámetros *nuisance* después del ajuste, por tal motivo, en la Figura 8.10 se encuentran resumidos todos los parámetros del ajuste simultáneo, las incertezas sistemáticas, estadísticas de las regiones de señal y los factores de normalización de fondos. Los valores de los puntos representan los *pulls* en los parámetros *nuisance*, que indican el apartamiento de los valores centrales luego del ajuste. Las líneas de error representan el grado de disminución de las incertezas por el ajuste. Se observa que todos los parámetros dan resultados razonables y con valores

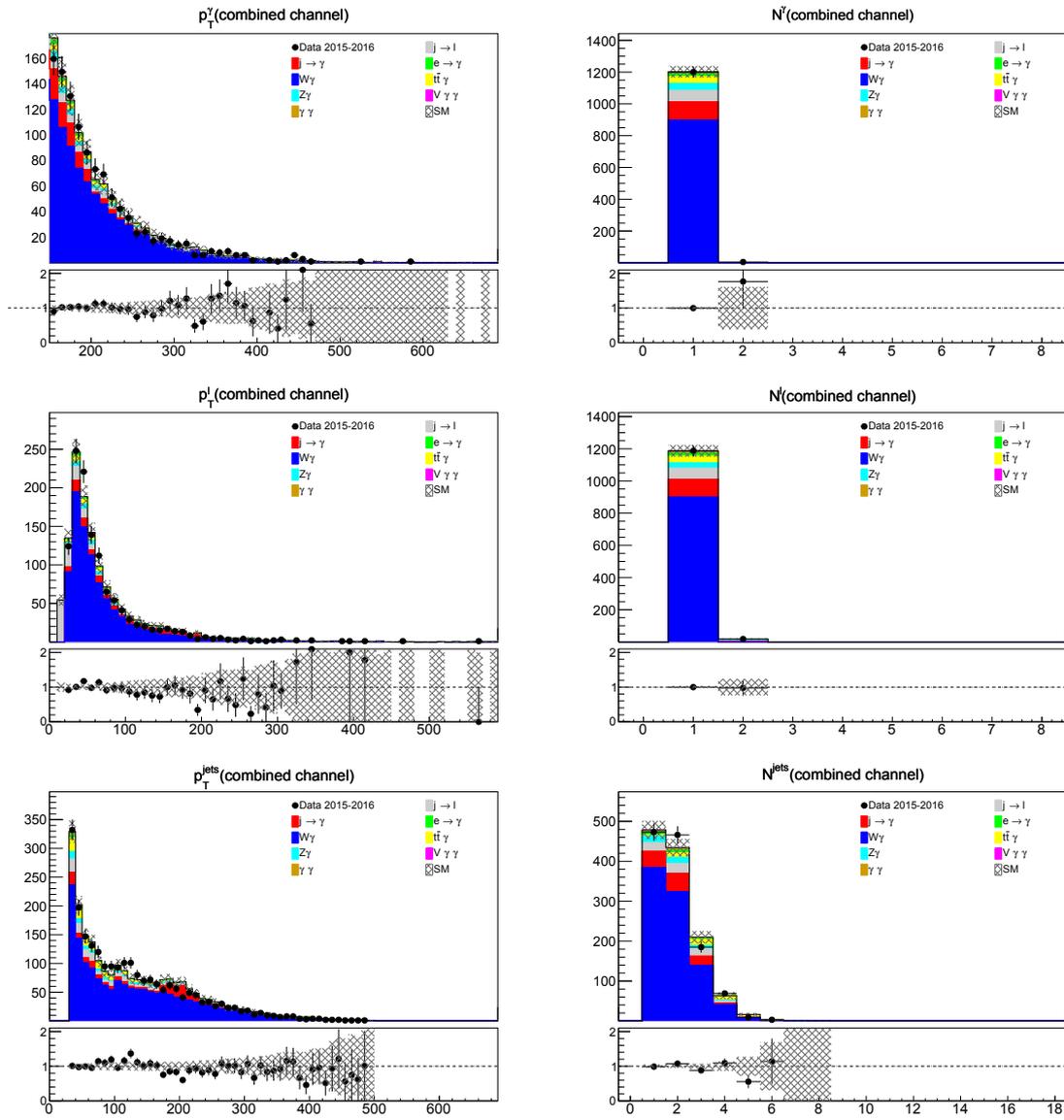


Figura 8.2: Distribuciones en CRW, sin el corte en la variable mostrada, después del ajuste. Sólo las incertezas estadísticas están incluidas.

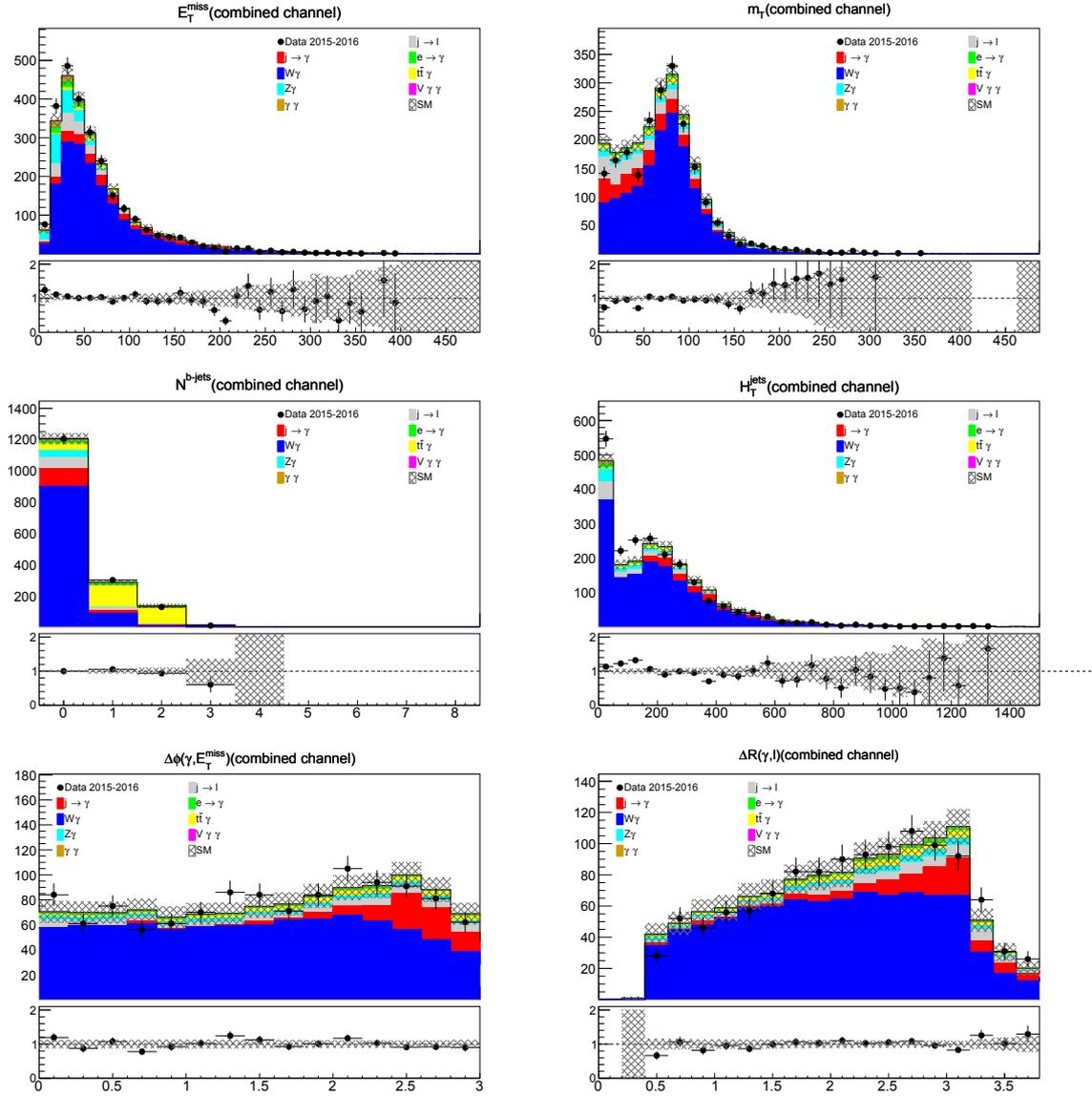


Figura 8.3: Distribuciones en CRW, sin el corte en la variable mostrada, después del ajuste. Sólo las incertezas estadísticas están incluidas.

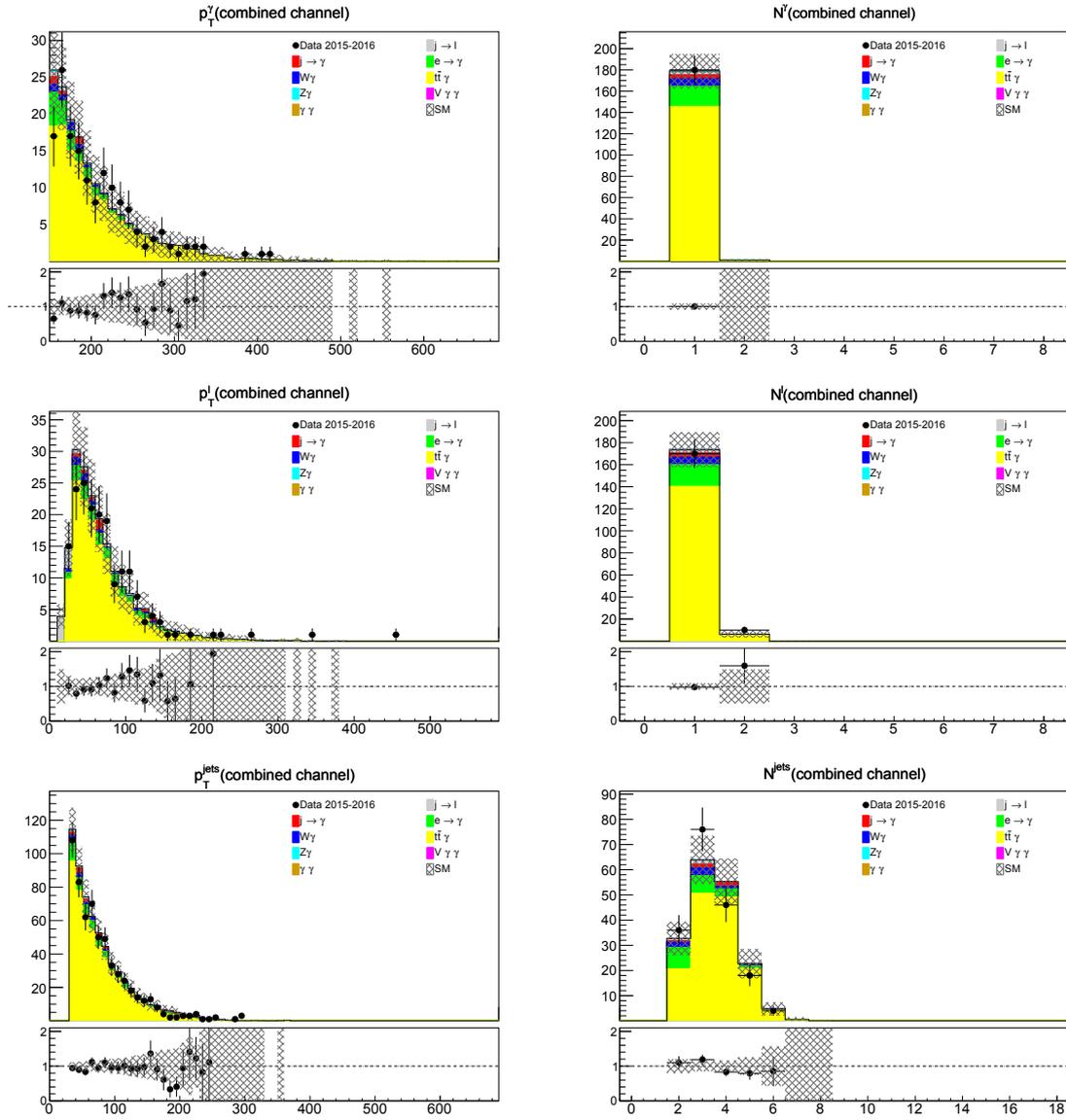


Figura 8.4: Distribuciones en CRT, sin el corte en la variable mostrada, después del ajuste. Sólo las incertezas estadísticas están incluidas.

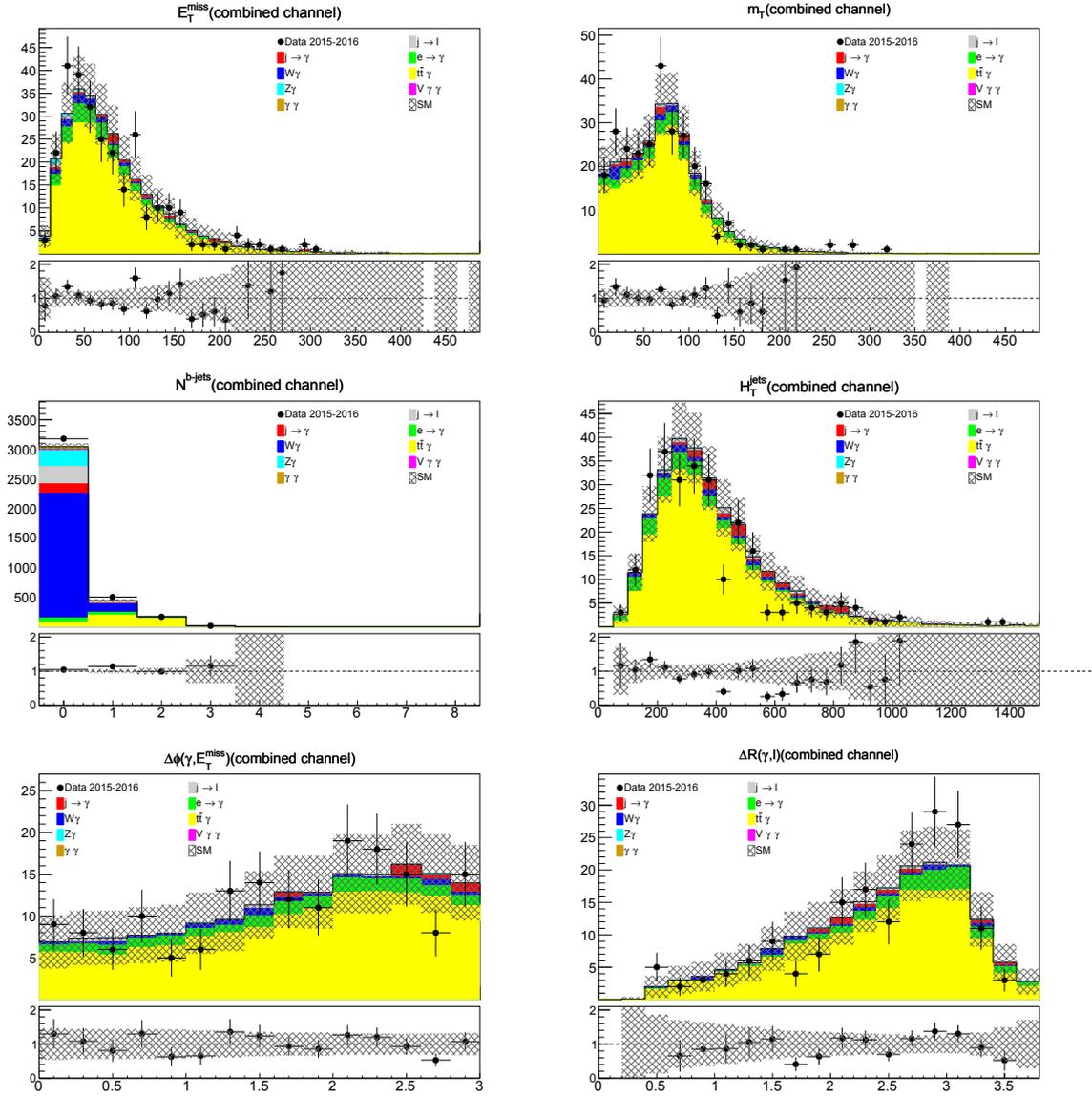


Figura 8.5: Distribuciones en CRT, sin el corte en la variable mostrada, después del ajuste. Sólo las incertezas estadísticas están incluidas.

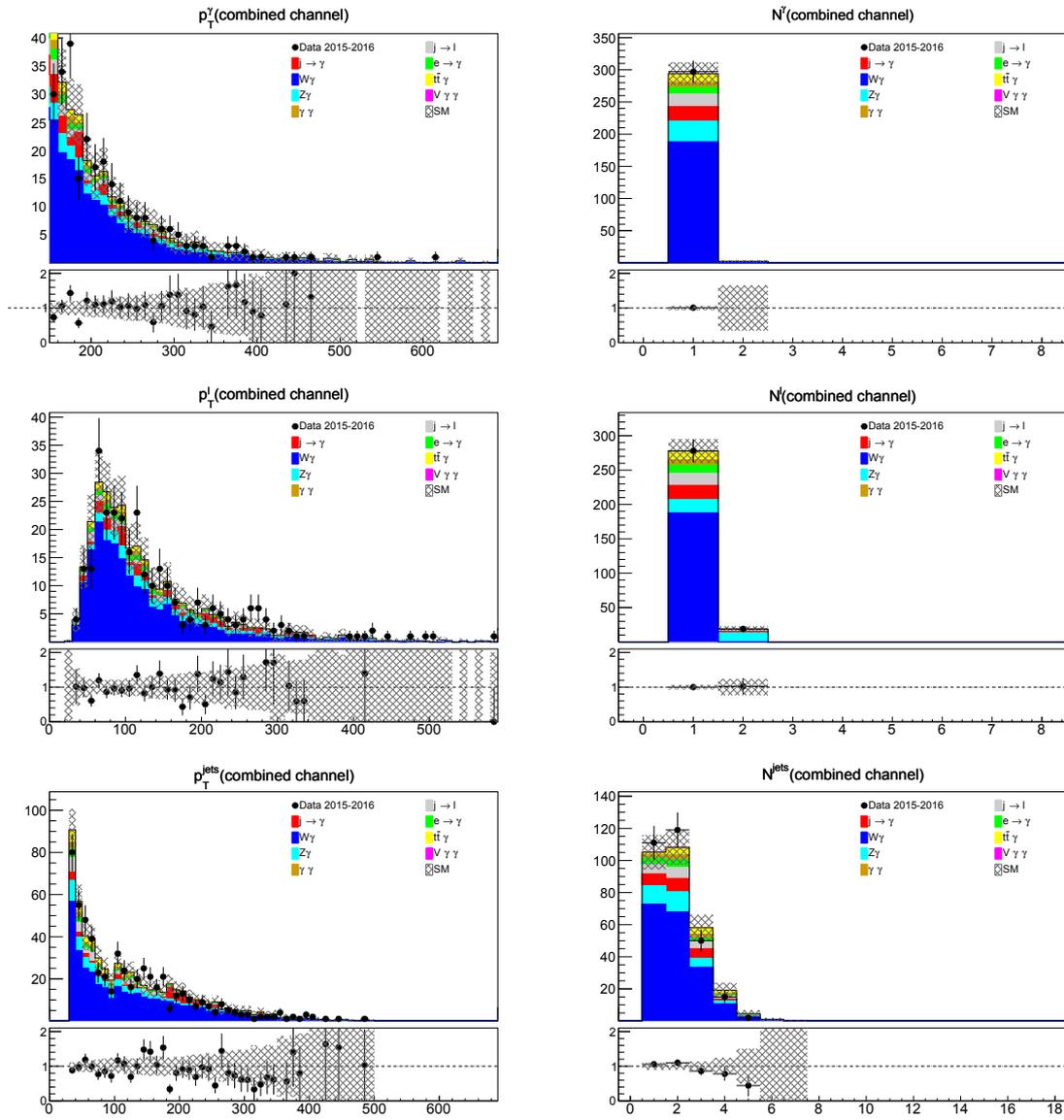


Figura 8.6: Distribuciones en VRW, sin el corte en la variable mostrada, después del ajuste. Sólo las incertezas estadísticas están incluidas.

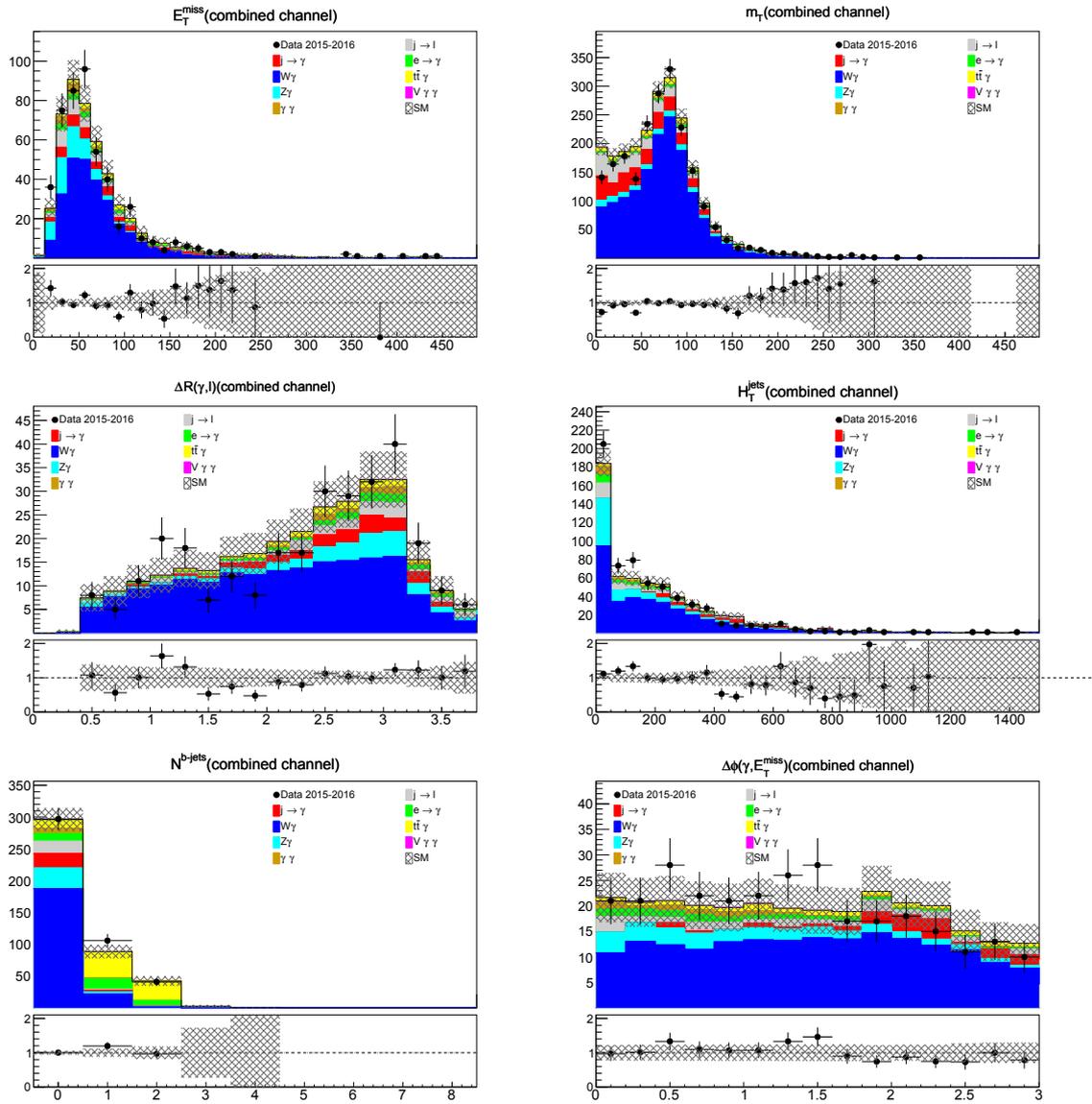


Figura 8.7: Distribuciones en VRW, sin el corte en la variable mostrada, después del ajuste. Sólo las incertezas estadísticas están incluidas.

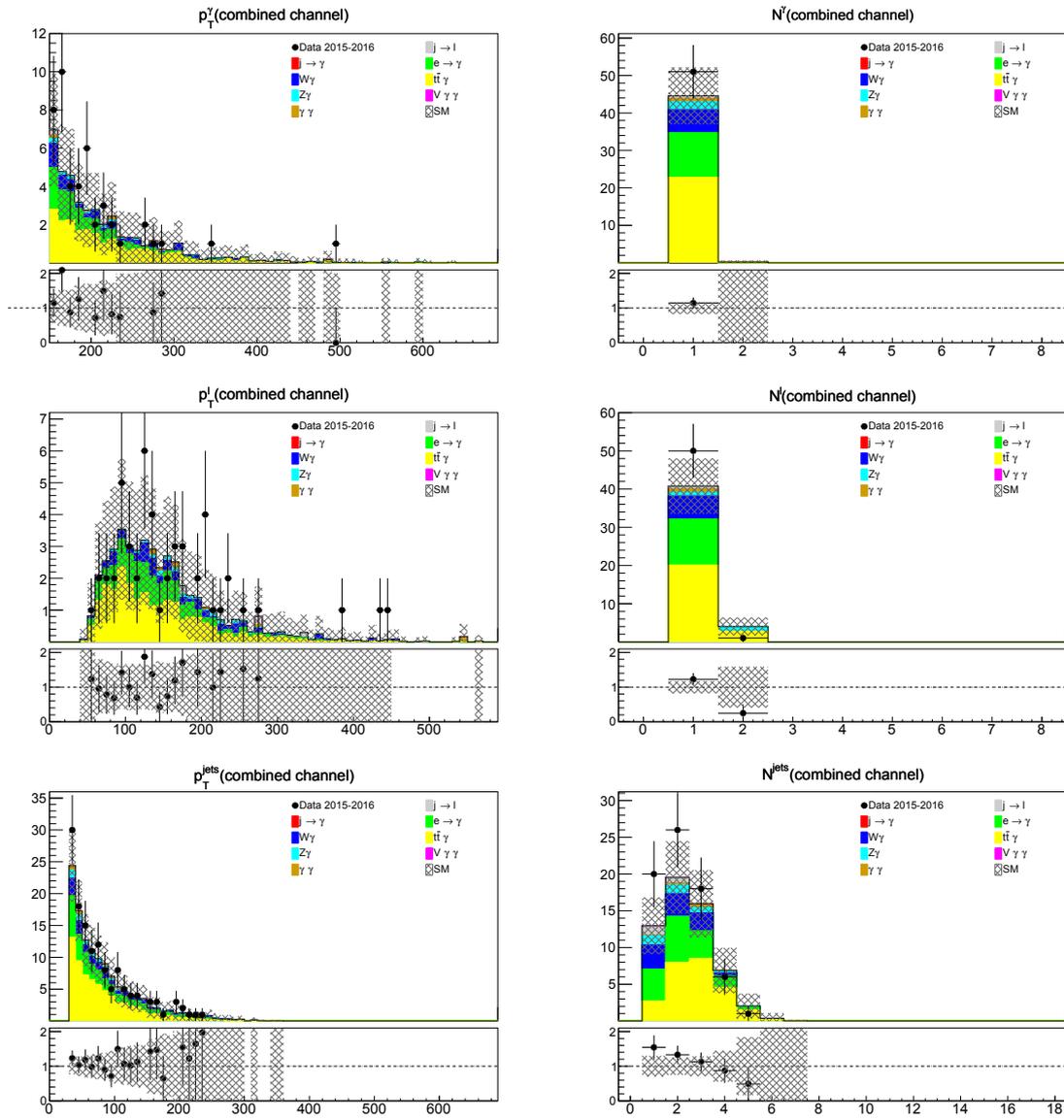


Figura 8.8: Distribuciones en VRT, sin el corte en la variable mostrada, después del ajuste. Sólo las incertezas estadísticas están incluidas.

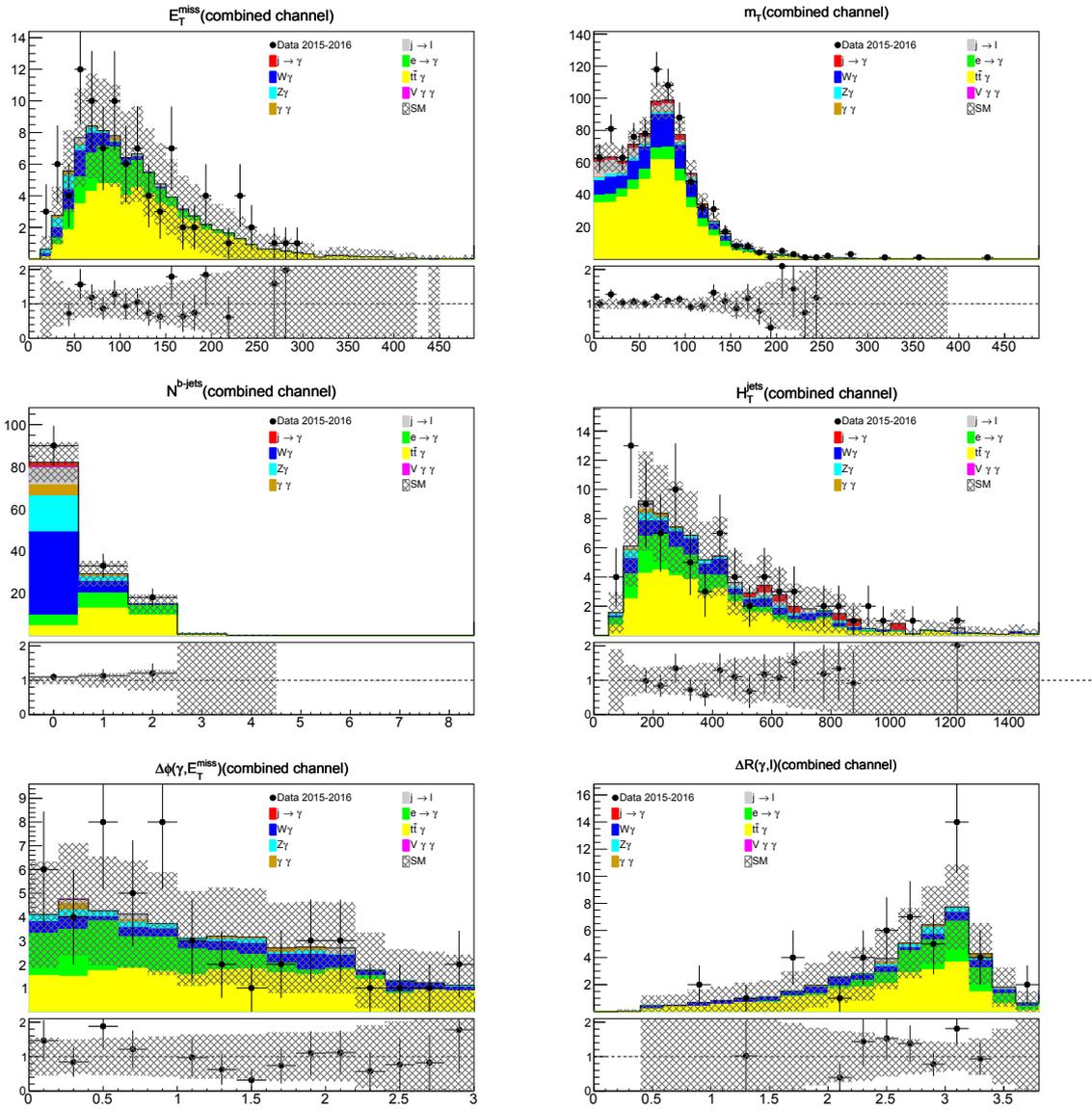


Figura 8.9: Distribuciones en VRT, sin el corte en la variable mostrada, después del ajuste. Sólo las incertezas estadísticas están incluidas.

Regiones de validación	VRW	VRT	eIVRW	muVRW	eIVRT	muVRT
Eventos observados	297	51	155	142	22	29
Eventos esperados SM (ajustados)	296.38 ± 30.84	44.80 ± 5.19	148.80 ± 18.17	147.61 ± 18.15	22.28 ± 2.72	22.52 ± 2.87
$W\gamma$	187.55 ± 28.84	6.00 ± 1.06	83.37 ± 14.14	104.20 ± 16.91	3.19 ± 0.61	2.81 ± 0.69
$t\bar{t}\gamma$	12.48 ± 2.91	22.89 ± 4.27	5.85 ± 1.39	6.63 ± 1.66	10.84 ± 2.16	12.04 ± 2.30
$Z(\rightarrow l l)\gamma$	32.22 ± 7.56	2.23 ± 0.55	13.81 ± 3.41	18.41 ± 4.23	0.97 ± 0.23	1.27 ± 0.36
$V\gamma\gamma$	1.62 ± 0.19	0.01 ^{+0.02} _{-0.01}	0.55 ± 0.09	1.07 ± 0.20	0.01 ^{+0.02} _{-0.01}	0.00 ± 0.00
$\gamma\gamma$	8.07 ± 1.50	0.95 ± 0.41	8.07 ± 1.51	0.00 ± 0.00	0.95 ± 0.42	0.00 ± 0.00
$e \rightarrow \gamma$	12.10 ± 1.00	12.03 ± 1.00	7.52 ± 0.65	4.58 ± 0.37	5.80 ± 0.53	6.23 ± 0.53
$j \rightarrow \ell$	19.73 ± 17.73	0.69 ^{+0.76} _{-0.69}	15.44 ± 14.10	4.30 ± 3.63	0.53 ^{+0.61} _{-0.53}	0.16 ± 0.15
$j \rightarrow \gamma$	22.61 ± 3.77	0.00 ± 0.00	14.19 ± 2.42	8.42 ± 1.37	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
Eventos esperados SM (sin ajustar)	269.64	35.86	136.70	132.94	18.01	17.85
$W\gamma$	165.56	5.30	73.57	91.99	2.82	2.48
$t\bar{t}\gamma$	7.98	14.66	3.74	4.24	6.94	7.71
$Z(\rightarrow l l)\gamma$	32.17	2.23	13.78	18.39	0.97	1.27
$V\gamma\gamma$	1.62	0.01	0.55	1.07	0.01	0.00
$\gamma\gamma$	8.07	0.95	8.07	0.00	0.95	0.00
$e \rightarrow \gamma$	12.10	12.03	7.52	4.58	5.80	6.23
$j \rightarrow \ell$	19.47	0.68	15.23	4.24	0.52	0.16
$j \rightarrow \gamma$	22.67	0.00	14.23	8.44	0.00	0.00

Tabla 8.7: Resultados del ajuste en las regiones de validación. El número de eventos observados es comparado con el número de eventos esperado de fondo, después de la normalización en las regiones de control. También se muestran los resultados para el canal de electrones y muones. En la parte inferior de las tablas se muestran los valores nominales del fondo antes de la correspondiente normalización. Sólo están incluidas las incertezas sistemáticas.

centrales prácticamente cero.

Los datos indican 4 eventos observados en SRL y 1 evento en SRH. En la Tabla 8.12, además del número de eventos observados y esperados total, se muestra el número eventos esperados para cada fondo antes y después del ajuste. Finalmente, en la Tabla 8.13 se presenta el desglose de las incertezas sistemáticas para la SRL y SRH.

Debido a que no se observa un exceso significativo de datos sobre el fondo del Modelo Estándar en las regiones de señal, se utilizan estas regiones de señal para establecer los límites en el número de eventos de nueva física y en la señal del modelo de GGM considerado.

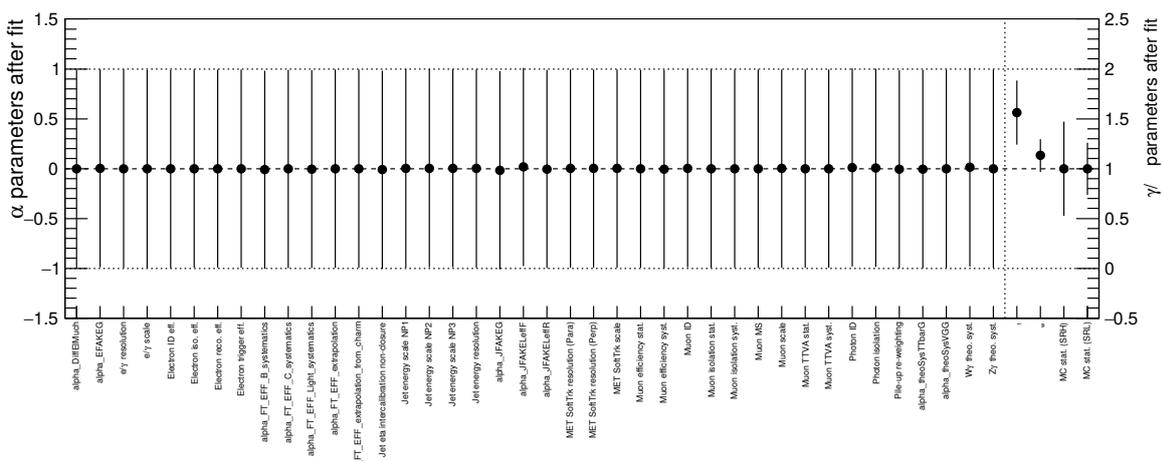


Figura 8.10: Resumen de los parámetros después del ajuste.

Incertezas	CRW	elCRW	muCRW
Eventos esperados SM	1204.86	548.41	656.62
Incerteza estadística total ($\sqrt{N_{\text{exp}}}$)	± 34.71	± 23.42	± 25.62
Incerteza sistemática total	± 34.57 [2.87 %]	± 53.07 [9.68 %]	± 67.83 [10.33 %]
μ_w	± 129.73	± 53.96	± 75.79
$\alpha_{\text{DiffElM}}^{\text{M}}_{\text{uch}}$	± 98.31	± 0.00	± 0.00
$\alpha_{\text{JFAKE}}^{\text{LeffF}}$	± 62.13	± 53.43	± 8.70
$\alpha_{\text{theoSys}}^{\text{WG}}$	± 40.37	± 17.09	± 24.10
$\alpha_{\text{JET_GroupedNP}}^1$	± 21.89	± 10.99	± 10.91
$\alpha_{\text{JFAKE}}^{\text{G}}$	± 18.35	± 8.90	± 9.46
$\alpha_{\text{JFAKE}}^{\text{LeffR}}$	± 14.52	± 9.04	± 5.48
$\alpha_{\text{PH_EFF_ID}}^{\text{Uncertainty}}$	± 13.98	± 5.89	± 8.10
$\gamma_{\text{CRW_cuts_bin}_0}^{\text{stat}}$	± 12.40	± 0.00	± 0.00
$\gamma_{\text{CRT_cuts_bin}_0}^{\text{stat}}$	± 0.00	± 0.00	± 0.00
$\gamma_{\text{elCRW_cuts_bin}_0}^{\text{stat}}$	± 0.00	± 9.20	± 0.00
$\alpha_{\text{PRW_DATASF}}$	± 12.07	± 7.29	± 4.78
μ_t	± 8.79	± 3.74	± 5.05
$\alpha_{\text{EG_SCALE_ALL}}$	± 8.11	± 1.31	± 6.81
$\alpha_{\text{FT_EFF_Light}}^{\text{systematics}}$	± 7.73	± 3.27	± 4.46
$\alpha_{\text{JET_GroupedNP}}^2$	± 5.95	± 2.95	± 3.01
$\alpha_{\text{FT_EFF_B}}^{\text{systematics}}$	± 4.89	± 2.10	± 2.79
$\alpha_{\text{theoSys}}^{\text{TTbarG}}$	± 4.86	± 2.36	± 2.53
$\alpha_{\text{JET_GroupedNP}}^3$	± 4.84	± 2.78	± 2.07
$\alpha_{\text{MUON_EFF_SYS}}$	± 4.59	± 0.00	± 4.60
$\alpha_{\text{FT_EFF_C}}^{\text{systematics}}$	± 3.27	± 1.40	± 1.87
$\alpha_{\text{EL_EFF_ID_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 2.73	± 2.73	± 0.00
$\alpha_{\text{JET_JER_SINGLE_NP}}$	± 2.49	± 0.83	± 1.66
$\alpha_{\text{JET_EtaIntercalibration_NonClosure}}$	± 2.46	± 1.46	± 1.00
$\alpha_{\text{theoSys}}^{\text{ZG}}$	± 1.98	± 1.18	± 1.83
$\alpha_{\text{EFAKE}}^{\text{G}}$	± 1.61	± 1.10	± 0.51
$\alpha_{\text{PH_Iso_DDonoff}}$	± 1.48	± 0.58	± 0.90
$\alpha_{\text{MUON_EFF_STAT}}$	± 1.26	± 0.00	± 1.26
$\alpha_{\text{EL_EFF_Iso_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 1.16	± 1.16	± 0.00
$\alpha_{\text{EL_EFF_Trigger_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 1.13	± 1.12	± 0.00
$\alpha_{\text{EG_RESOLUTION_ALL}}$	± 0.90	± 0.23	± 0.67
$\alpha_{\text{MET_SoftTrk_ResoPerp}}$	± 0.82	± 0.68	± 0.14
$\alpha_{\text{EL_EFF_Reco_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 0.67	± 0.67	± 0.00
$\alpha_{\text{MET_SoftTrk_ResoPara}}$	± 0.62	± 0.95	± 0.33
$\alpha_{\text{MUON_TTVA_STAT}}$	± 0.49	± 0.00	± 0.49
$\alpha_{\text{FT_EFF_extrapolation}}$	± 0.46	± 0.20	± 0.26
$\alpha_{\text{MUON_ISO_SYS}}$	± 0.44	± 0.00	± 0.44
$\alpha_{\text{MUON_TTVA_SYS}}$	± 0.35	± 0.00	± 0.35
$\alpha_{\text{MUON_SCALE}}$	± 0.28	± 0.02	± 0.28
$\alpha_{\text{MUON_ISO_STAT}}$	± 0.25	± 0.00	± 0.25
$\alpha_{\text{theoSys}}^{\text{VGG}}$	± 0.21	± 0.11	± 0.13
$\alpha_{\text{MET_SoftTrk_Scale}}$	± 0.20	± 0.67	± 0.87
$\alpha_{\text{MUON_ID}}$	± 0.13	± 0.00	± 0.13
$\alpha_{\text{MUON_MS}}$	± 0.12	± 0.01	± 0.13
$\alpha_{\text{FT_EFF_extrapolation_from_charm}}$	± 0.03	± 0.01	± 0.01

Tabla 8.8: Desglose de las incertezas sistemáticas dominantes en la estimación de fondos en CRW y en cada uno de sus canales. Los porcentajes muestran la incerteza relativa con respecto al fondo total esperado.

Incertezas	CRT	eICRT	muCRT
Eventos esperados SM	180.08	79.53	100.62
Incerteza estadística total ($\sqrt{N_{\text{exp}}}$)	± 13.42	± 8.92	± 10.03
Incerteza sistemática total	± 13.10 [7.28 %]	± 11.43 [14.38 %]	± 14.20 [14.11 %]
μ_t	± 30.06	± 13.39	± 16.68
$\alpha_{\text{DiffElMuch}}$	± 21.38	± 0.00	± 0.00
$\alpha_{\text{theoSysTTbarG}}$	± 14.08	± 7.35	± 7.81
$\alpha_{\text{FT_EFF_B_systematics}}$	± 8.58	± 3.85	± 4.73
$\alpha_{\text{JET_GroupedNP_1}}$	± 3.89	± 2.24	± 1.66
$\gamma_{\text{stat_CRTCuts_bin_0}}$	± 3.39	± 0.00	± 0.00
$\gamma_{\text{stat_eICRTCuts_bin_0}}$	± 0.00	± 2.34	± 0.00
$\gamma_{\text{stat_muCRTCuts_bin_0}}$	± 0.00	± 0.00	± 2.48
$\alpha_{\text{JFAKELeffR}}$	± 2.40	± 1.35	± 0.63
$\alpha_{\text{JFAKELeffF}}$	± 2.15	± 0.96	± 1.20
$\alpha_{\text{PH_EFF_ID_Uncertainty}}$	± 2.07	± 0.90	± 1.17
$\alpha_{\text{FT_EFF_Light_systematics}}$	± 1.86	± 0.79	± 1.07
$\alpha_{\text{PRW_DATASF}}$	± 1.81	± 1.18	± 0.63
α_{EFAKEG}	± 1.52	± 0.70	± 0.82
$\alpha_{\text{FT_EFF_C_systematics}}$	± 0.98	± 0.40	± 0.59
μ_w	± 0.96	± 0.36	± 0.59
$\alpha_{\text{JET_JER_SINGLE_NP}}$	± 0.74	± 0.21	± 0.53
$\alpha_{\text{MUON_EFF_SYS}}$	± 0.67	± 0.00	± 0.67
α_{JFAKEG}	± 0.64	± 0.24	± 0.40
$\alpha_{\text{MET_SoftTrk_ResoPerp}}$	± 0.44	± 0.40	± 0.04
$\alpha_{\text{JET_GroupedNP_2}}$	± 0.42	± 0.20	± 0.21
$\alpha_{\text{EL_EFF_ID_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 0.41	± 0.41	± 0.00
$\alpha_{\text{JET_GroupedNP_3}}$	± 0.39	± 0.39	± 0.00
$\alpha_{\text{EG_SCALE_ALL}}$	± 0.32	± 0.30	± 0.03
$\alpha_{\text{theoSysWG}}$	± 0.29	± 0.11	± 0.18
$\alpha_{\text{MET_SoftTrk_Scale}}$	± 0.22	± 0.22	± 0.00
$\alpha_{\text{MUON_EFF_STAT}}$	± 0.19	± 0.00	± 0.19
$\alpha_{\text{MUON_ID}}$	± 0.19	± 0.00	± 0.19
$\alpha_{\text{EG_RESOLUTION_ALL}}$	± 0.18	± 0.05	± 0.12
$\alpha_{\text{MET_SoftTrk_ResoPara}}$	± 0.17	± 0.19	± 0.02
$\alpha_{\text{EL_EFF_Trigger_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 0.16	± 0.16	± 0.00
$\alpha_{\text{EL_EFF_Iso_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 0.16	± 0.16	± 0.00
$\alpha_{\text{PH_Iso_DDonoff}}$	± 0.15	± 0.08	± 0.06
$\alpha_{\text{EL_EFF_Reco_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 0.10	± 0.10	± 0.00
$\alpha_{\text{FT_EFF_extrapolation_from_charm}}$	± 0.08	± 0.05	± 0.03
$\alpha_{\text{MUON_TTVA_STAT}}$	± 0.07	± 0.00	± 0.07
$\alpha_{\text{MUON_ISO_SYS}}$	± 0.07	± 0.00	± 0.07
$\alpha_{\text{MUON_SCALE}}$	± 0.06	± 0.00	± 0.07
$\alpha_{\text{MUON_TTVA_SYS}}$	± 0.06	± 0.00	± 0.06
$\alpha_{\text{theoSysZG}}$	± 0.04	± 0.01	± 0.02
$\alpha_{\text{FT_EFF_extrapolation}}$	± 0.04	± 0.01	± 0.02
$\alpha_{\text{JET_EtaIntercalibration_NonClosure}}$	± 0.03	± 0.05	± 0.01
$\alpha_{\text{MUON_ISO_STAT}}$	± 0.03	± 0.00	± 0.03
$\alpha_{\text{MUON_MS}}$	± 0.02	± 0.04	± 0.01
$\alpha_{\text{theoSysVGG}}$	± 0.00	± 0.00	± 0.00

Tabla 8.9: Desglose de las incertezas sistemáticas dominantes en la estimación de fondos en CRT y en cada uno de sus canales. Los porcentajes muestran la incerteza relativa con respecto al fondo total esperado.

Incertezas	VRW	eIVRW	muVRW
Eventos esperados SM	296.98	149.04	147.94
Incerteza estadística total ($\sqrt{N_{\text{exp}}}$)	± 17.23	± 12.21	± 12.16
Incerteza sistemática total	± 57.42 [19.34 %]	± 28.04 [18.81 %]	± 32.50 [21.97 %]
$\alpha_{\text{theoSysWG}}$	± 55.95	± 24.87	± 31.09
μ_w	± 27.18	± 12.08	± 15.10
$\alpha_{\text{JET_GroupedNP_1}}$	± 17.67	± 8.94	± 8.72
$\alpha_{\text{JFAKELeffF}}$	± 17.46	± 13.87	± 3.59
$\alpha_{\text{MET_SoftTrk_Scale}}$	± 12.91	± 6.06	± 6.85
$\alpha_{\text{JET_JER_SINGLE_NP}}$	± 11.25	± 5.53	± 5.73
$\alpha_{\text{theoSysZG}}$	± 9.60	± 4.11	± 5.49
$\alpha_{\text{MET_SoftTrk_ResoPara}}$	± 6.33	± 2.25	± 4.08
$\alpha_{\text{MET_SoftTrk_ResoPerp}}$	± 5.94	± 3.20	± 2.74
$\gamma_{\text{VRW_cuts_bin_0}}^{\text{stat}}$	± 5.76	± 0.00	± 0.00
$\gamma_{\text{eIVRW_cuts_bin_0}}^{\text{stat}}$	± 0.00	± 4.57	± 0.00
$\gamma_{\text{muVRW_cuts_bin_0}}^{\text{stat}}$	± 0.00	± 0.00	± 3.48
$\alpha_{\text{DiffElMuch}}$	± 4.12	± 0.00	± 0.00
$\alpha_{\text{JET_GroupedNP_3}}$	± 3.97	± 2.14	± 1.83
α_{JFAKEG}	± 3.73	± 2.38	± 1.35
$\alpha_{\text{theoSysTTbarG}}$	± 3.72	± 1.74	± 1.98
$\alpha_{\text{PH_EFF_ID_Uncertainty}}$	± 3.42	± 1.58	± 1.84
$\alpha_{\text{JFAKELeffR}}$	± 3.05	± 2.51	± 0.54
μ_t	± 2.56	± 1.20	± 1.36
$\alpha_{\text{EG_RESOLUTION_ALL}}$	± 2.08	± 1.37	± 0.68
$\alpha_{\text{FT_EFF_Light_systematics}}$	± 1.92	± 0.87	± 1.04
$\alpha_{\text{MUON_EFF_SYS}}$	± 1.47	± 0.00	± 1.47
$\alpha_{\text{FT_EFF_B_systematics}}$	± 1.38	± 0.60	± 0.78
$\alpha_{\text{EL_EFF_ID_TOTAL_INPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 1.02	± 1.02	± 0.00
α_{EFAKEG}	± 0.96	± 0.60	± 0.36
$\alpha_{\text{PRW_DATASF}}$	± 0.91	± 0.19	± 0.72
$\alpha_{\text{FT_EFF_C_systematics}}$	± 0.91	± 0.42	± 0.48
$\alpha_{\text{JET_GroupedNP_2}}$	± 0.75	± 0.88	± 0.12
$\alpha_{\text{EL_EFF_Iso_TOTAL_INPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 0.73	± 0.73	± 0.00
$\alpha_{\text{JET_EtaIntercalibration_NonClosure}}$	± 0.52	± 0.01	± 0.51
$\alpha_{\text{EG_SCALE_ALL}}$	± 0.51	± 0.88	± 1.38
$\alpha_{\text{MUON_MS}}$	± 0.50	± 0.01	± 0.50
$\alpha_{\text{theoSysVGG}}$	± 0.48	± 0.16	± 0.32
$\alpha_{\text{PH_Iso_DDonoff}}$	± 0.42	± 0.19	± 0.24
$\alpha_{\text{EL_EFF_Trigger_TOTAL_INPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 0.41	± 0.41	± 0.00
$\alpha_{\text{MUON_SCALE}}$	± 0.31	± 0.01	± 0.31
$\alpha_{\text{MUON_EFF_STAT}}$	± 0.30	± 0.00	± 0.30
$\alpha_{\text{EL_EFF_Reco_TOTAL_INPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 0.23	± 0.23	± 0.00
$\alpha_{\text{MUON_ID}}$	± 0.22	± 0.01	± 0.21
$\alpha_{\text{MUON_ISO_SYS}}$	± 0.20	± 0.00	± 0.20
$\alpha_{\text{FT_EFF_extrapolation}}$	± 0.13	± 0.06	± 0.07
$\alpha_{\text{MUON_TTVA_STAT}}$	± 0.12	± 0.00	± 0.12
$\alpha_{\text{MUON_TTVA_SYS}}$	± 0.09	± 0.00	± 0.09
$\alpha_{\text{MUON_ISO_STAT}}$	± 0.04	± 0.00	± 0.04
$\alpha_{\text{FT_EFF_extrapolation_from_charm}}$	± 0.01	± 0.01	± 0.01

Tabla 8.10: Desglose de las incertezas sistemáticas dominantes en la estimación de fondos en VRW y en cada uno de sus canales. Los porcentajes muestran la incerteza relativa con respecto al fondo total esperado.

Incertezas	VRT	eIVRT	muVRT
Eventos esperados SM	44.80	22.29	22.51
Incerteza estadística total ($\sqrt{N_{\text{exp}}}$)	± 6.69	± 4.72	± 4.74
Incerteza sistemática total	± 7.16 [15.98 %]	± 3.60 [16.15 %]	± 3.85 [17.12 %]
$\alpha_{\text{theoSysTTbarG}}$	± 6.83	± 3.23	± 3.59
μ_t	± 4.70	± 2.23	± 2.48
$\alpha_{\text{theoSysWG}}$	± 1.79	± 0.95	± 0.84
$\alpha_{\text{JET_JER_SINGLE_NP}}$	± 1.63	± 0.73	± 0.89
$\alpha_{\text{JET_GroupedNP_1}}$	± 1.61	± 0.76	± 0.85
$\gamma_{\text{stat}}^{\text{VRT_cuts_bin_0}}$	± 1.38	± 0.00	± 0.00
$\gamma_{\text{stat}}^{\text{muVRT_cuts_bin_0}}$	± 0.00	± 0.00	± 0.81
$\gamma_{\text{stat}}^{\text{eIVRT_cuts_bin_0}}$	± 0.00	± 1.12	± 0.00
$\alpha_{\text{MET_SoftTrk_Scale}}$	± 1.34	± 0.65	± 0.70
α_{EFAKEG}	± 0.93	± 0.45	± 0.48
μ_w	± 0.87	± 0.46	± 0.41
$\alpha_{\text{theoSysZG}}$	± 0.67	± 0.29	± 0.38
$\alpha_{\text{PRW_DATASF}}$	± 0.62	± 0.49	± 0.13
$\alpha_{\text{JFAKELeffF}}$	± 0.61	± 0.48	± 0.14
$\alpha_{\text{MET_SoftTrk_ResoPerp}}$	± 0.49	± 0.22	± 0.27
$\alpha_{\text{FT_EFF_B_systematics}}$	± 0.48	± 0.25	± 0.23
$\alpha_{\text{JFAKELeffR}}$	± 0.45	± 0.38	± 0.07
$\alpha_{\text{PH_EFF_ID_Uncertainty}}$	± 0.45	± 0.22	± 0.22
$\alpha_{\text{FT_EFF_Light_systematics}}$	± 0.40	± 0.19	± 0.21
$\alpha_{\text{FT_EFF_C_systematics}}$	± 0.26	± 0.14	± 0.12
$\alpha_{\text{EG_RESOLUTION_ALL}}$	± 0.25	± 0.00	± 0.25
$\alpha_{\text{EG_SCALE_ALL}}$	± 0.23	± 0.15	± 0.38
$\alpha_{\text{MUON_EFF_SYS}}$	± 0.22	± 0.00	± 0.22
$\alpha_{\text{DiffElMuch}}$	± 0.20	± 0.00	± 0.00
$\alpha_{\text{JET_GroupedNP_2}}$	± 0.19	± 0.16	± 0.03
$\alpha_{\text{MET_SoftTrk_ResoPara}}$	± 0.17	± 0.12	± 0.05
$\alpha_{\text{EL_EFF_ID_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 0.16	± 0.16	± 0.00
$\alpha_{\text{EL_EFF_Iso_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 0.15	± 0.15	± 0.00
$\alpha_{\text{MUON_SCALE}}$	± 0.15	± 0.00	± 0.15
$\alpha_{\text{JET_GroupedNP_3}}$	± 0.11	± 0.01	± 0.11
$\alpha_{\text{MUON_MS}}$	± 0.10	± 0.00	± 0.10
$\alpha_{\text{PH_Iso_DDonoff}}$	± 0.09	± 0.05	± 0.04
$\alpha_{\text{JET_EtaIntercalibration_NonClosure}}$	± 0.08	± 0.03	± 0.05
$\alpha_{\text{EL_EFF_Trigger_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 0.06	± 0.06	± 0.00
$\alpha_{\text{MUON_EFF_STAT}}$	± 0.04	± 0.00	± 0.04
$\alpha_{\text{MUON_ID}}$	± 0.04	± 0.01	± 0.03
$\alpha_{\text{EL_EFF_Reco_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 0.03	± 0.03	± 0.00
$\alpha_{\text{MUON_ISO_SYS}}$	± 0.03	± 0.00	± 0.03
$\alpha_{\text{FT_EFF_extrapolation_from_charm}}$	± 0.02	± 0.01	± 0.02
$\alpha_{\text{FT_EFF_extrapolation}}$	± 0.02	± 0.01	± 0.01
$\alpha_{\text{MUON_TTVA_STAT}}$	± 0.02	± 0.00	± 0.02
$\alpha_{\text{MUON_TTVA_SYS}}$	± 0.01	± 0.00	± 0.01
$\alpha_{\text{MUON_ISO_STAT}}$	± 0.01	± 0.00	± 0.01
$\alpha_{\text{theoSysVGG}}$	± 0.00	± 0.00	± 0.00
α_{JFAKEG}	± 0.00	± 0.00	± 0.00

Tabla 8.11: Desglose de las incertezas sistemáticas dominantes en la estimación de fondos en VRT y en cada uno de sus canales. Los porcentajes muestran la incerteza relativa con respecto al fondo total esperado.

Regiones de señal	SRL	SRH
Eventos observados	4	1
Eventos esperados SM (ajustados)	2.72 ± 1.20	1.45 ± 0.74
$W\gamma$	0.53 ± 0.31	0.07 ± 0.05
$t\bar{t}\gamma$	1.08 ± 0.50	0.39 ± 0.22
$Z(\rightarrow ll)\gamma$	0.04 ± 0.03	0.01 ± 0.00
$V\gamma\gamma$	0.00 ± 0.00	0.01 ± 0.01
$\gamma\gamma$	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
$e \rightarrow \gamma$	0.18 ± 0.09	0.01 ± 0.01
$j \rightarrow \ell$	0.13 ± 0.10	0.13 ± 0.10
$j \rightarrow \gamma$	0.77 ± 0.40	0.84 ± 0.45
Eventos esperados SM (sin ajustar)	2.28	1.30
$W\gamma$	0.47	0.06
$t\bar{t}\gamma$	0.69	0.25
$Z(\rightarrow ll)\gamma$	0.04	0.01
$V\gamma\gamma$	0.00	0.01
$\gamma\gamma$	0.00	0.00
$e \rightarrow \gamma$	0.18	0.01
$j \rightarrow \ell$	0.13	0.13
$j \rightarrow \gamma$	0.77	0.84

Tabla 8.12: Eventos observados y estimados en las regiones de señal de producción fuerte de winos a partir del análisis con una luminosidad de 36.1fb^{-1} a 13 TeV.

Incertezas	SRL	SRH
Eventos esperados SM	2.72	1.45
Incerteza estadística total ($\sqrt{N_{\text{exp}}}$)	± 1.65	± 1.21
Incerteza sistemática total	± 1.20 [44.09 %]	± 0.74 [51.13 %]
$\alpha_{\text{DiffElMuch}}^{\text{stat}}$	± 1.08	± 0.26
$\gamma_{\text{SRL_cuts_bin_0}}^{\text{stat}}$	± 0.71	± 0.00
$\gamma_{\text{SRH_cuts_bin_0}}^{\text{stat}}$	± 0.00	± 0.69
$\alpha_{\text{theoSysTTbarG}}$	± 0.32	± 0.12
μ_t	± 0.22	± 0.08
$\alpha_{\text{PRW_DATASF}}$	± 0.19	± 0.00
α_{JFAKEG}	± 0.16	± 0.16
$\alpha_{\text{theoSysWG}}$	± 0.16	± 0.02
$\alpha_{\text{MUON_MS}}$	± 0.12	± 0.00
$\alpha_{\text{JFAKELeffF}}$	± 0.08	± 0.08
μ_w	± 0.08	± 0.01
$\alpha_{\text{JET_JER_SINGLE_NP}}$	± 0.04	± 0.03
$\alpha_{\text{JET_GroupedNP_3}}$	± 0.03	± 0.04
$\alpha_{\text{MET_SoftTrk_ResoPerp}}$	± 0.03	± 0.02
$\alpha_{\text{MUON_ID}}$	± 0.03	± 0.00
$\alpha_{\text{EG_RESOLUTION_ALL}}$	± 0.03	± 0.01
$\alpha_{\text{MET_SoftTrk_Scale}}$	± 0.03	± 0.00
$\alpha_{\text{PH_EFF_ID_Uncertainty}}$	± 0.02	± 0.01
$\alpha_{\text{JET_GroupedNP_2}}$	± 0.02	± 0.01
$\alpha_{\text{EG_SCALE_ALL}}$	± 0.02	± 0.03
$\alpha_{\text{FT_EFF_B_systematics}}$	± 0.01	± 0.01
$\alpha_{\text{MUON_EFF_SYS}}$	± 0.01	± 0.00
α_{EFAKEG}	± 0.01	± 0.00
$\alpha_{\text{JET_EtaIntercalibration_NonClosure}}$	± 0.01	± 0.01
$\alpha_{\text{theoSysZG}}$	± 0.01	± 0.00
$\alpha_{\text{FT_EFF_extrapolation}}$	± 0.01	± 0.00
$\alpha_{\text{EL_EFF_Iso_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 0.01	± 0.00
$\alpha_{\text{FT_EFF_Light_systematics}}$	± 0.01	± 0.00
$\alpha_{\text{FT_EFF_C_systematics}}$	± 0.01	± 0.00
$\alpha_{\text{MUON_SCALE}}$	± 0.01	± 0.00
$\alpha_{\text{EL_EFF_ID_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 0.01	± 0.00
$\alpha_{\text{JFAKELeffR}}$	± 0.01	± 0.01
$\alpha_{\text{PH_Iso_DDonoff}}$	± 0.00	± 0.00
$\alpha_{\text{JET_GroupedNP_1}}$	± 0.00	± 0.01
$\alpha_{\text{MUON_ISO_SYS}}$	± 0.00	± 0.00
$\alpha_{\text{EL_EFF_Trigger_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 0.00	± 0.00
$\alpha_{\text{EL_EFF_Reco_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR}}$	± 0.00	± 0.00
$\alpha_{\text{MUON_EFF_STAT}}$	± 0.00	± 0.00
$\alpha_{\text{MUON_TTVA_SYS}}$	± 0.00	± 0.00
$\alpha_{\text{MUON_TTVA_STAT}}$	± 0.00	± 0.00
$\alpha_{\text{FT_EFF_extrapolation_from_charm}}$	± 0.00	± 0.00
$\alpha_{\text{MET_SoftTrk_ResoPara}}$	± 0.00	± 0.01
$\alpha_{\text{MUON_ISO_STAT}}$	± 0.00	± 0.00
$\gamma_{\text{CRT_cuts_bin_0}}^{\text{stat}}$	± 0.00	± 0.00
$\gamma_{\text{muSRL_cuts_bin_0}}^{\text{stat}}$	± 0.00	± 0.00
$\gamma_{\text{elCRT_cuts_bin_0}}^{\text{stat}}$	± 0.00	± 0.00
$\alpha_{\text{theoSysVGG}}$	± 0.00	± 0.00

Tabla 8.13: Desglose de las incertezas sistemáticas dominantes en la estimación de fondos en SRL y SRH. Los porcentajes muestran la incerteza relativa con respecto al fondo total esperado.

Regiones de señal	$\langle \epsilon\sigma \rangle_{\text{obs}}^{95} [\text{fb}]$	S_{obs}^{95}	S_{exp}^{95}	$p(s=0)$ (Z)
SRL	0.371	13.4	$8.9_{-3.6}^{+7.1}$	0.27 (0.61)
SRH	0.119	4.3	$4.6_{-1.2}^{+1.7}$	0.75 (-0.67)

Tabla 8.14: De izquierda a derecha: límite superior en la sección eficaz visible ($\langle \epsilon\sigma \rangle_{\text{obs}}^{95}$) y número de eventos de señal (S_{obs}^{95}) a 95% CL. La tercer columna (S_{exp}^{95}) muestra el límite superior del número de eventos de señal, dado el valor esperado de eventos de fondo. Finalmente, la última columna muestra el valor p ($p(s=0)$). Los cálculos se realizaron utilizando pseudo experimentos.

8.4. Límites independientes del modelo

Una vez obtenidos los resultados finales en las regiones de señal en términos del número de eventos observado en relación al fondo esperado como se discutió en las secciones anteriores, se procede a calcular el límite superior en el número de eventos de nueva física impuesto por dichos resultados. Este límite, obtenido de manera independiente de cualquier modelo, es presentado para cada región de señal, haciendo posible su aplicación a cualquier modelo de nueva física con el mismo estado final.

Repitiendo el procedimiento descrito en la Sección 7.3, para calcular los límites independientes del modelo se realiza un ajuste combinado teniendo en cuenta las regiones de control y cada una de las regiones de señal. El número de eventos de señal en la SR se agrega como el parámetro de interés y se deja libre en el ajuste. Se realiza un muestreo de este parámetro, y el límite superior en el número de eventos de nueva física se encuentra para el valor en el cual el CL_S cae debajo del 5%.

Los valores p y los límites independientes del modelo en el número de eventos de física más allá del Modelo Estándar se muestran en la Tabla 8.14. También se muestra el límite superior a 95% CL de la sección eficaz visible, obtenida dividiendo el límite en el número de eventos por la luminosidad integrada (36.1fb^{-1}).

8.5. Límites dependientes del modelo

Finalmente se procedió a establecer los límites unilaterales al 95% CL utilizando las prescripciones de CL_S y realizando los ajustes de exclusión, teniendo en cuenta las incertezas sistemáticas teóricas de la señal (ver Sección 7.3). El límite de exclusión observado se calcula con el número de eventos de señal correspondiente al valor nominal de la sección eficaz y luego es recalculado con una sección eficaz de $\pm\sigma$ de las incertezas teóricas siguiendo las recomendaciones de ATLAS.

En la Figura 8.11 se muestran los límites de exclusión observados y esperados para las dos regiones de señal consideradas, los que se obtuvieron usando pseudo-experimentos. Debido a su diseño, la SRH cubre los escenarios con una diferencia pequeña de masas entre el gluino y NLSP ($m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{W}} < 200$ GeV), mientras que la SRL cubre el resto del espacio de fase considerado en el análisis. Teniendo en cuenta esta Figura, se observa que la producción de gluinos es excluida para una masa del gluino ~ 1000 GeV para todas las masas posibles de winos. Este límite se incrementa hasta masas de gluino de 1.5 TeV solo para ciertos valores de masa de wino, como se observa en el límite de exclusión correspondiente a SRH.

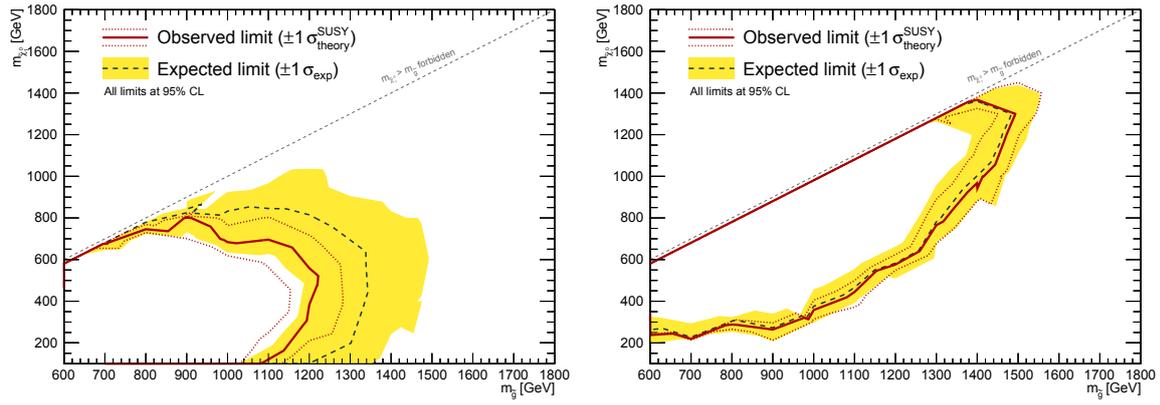


Figura 8.11: Contornos de exclusión observado y esperado para las dos regiones de señal consideradas (SRL a la izquierda y SRH a la derecha) en el plano $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{W}})$. Los límites esperados (línea punteada negra) y observados (línea sólida roja) se presentan junto con rangos de incerteza a $\pm\sigma$.

CONCLUSIONES

Esta tesis doctoral se ha focalizado principalmente en la búsqueda de señales de nueva física en el contexto de Supersimetría (SUSY), en procesos con un fotón energético aislado, un leptón (muón o electrón) y alta energía perdida en estado final, con datos recolectados por el detector ATLAS en el LHC. Las investigaciones se realizaron con datos de colisiones protón-protón a una energía de centro de masa $\sqrt{s} = 8$ TeV correspondientes a una luminosidad total integrada de 20.3 fb^{-1} , así como con datos a $\sqrt{s} = 13$ TeV, con una luminosidad de 36.1 fb^{-1} . El canal de búsqueda investigado está inspirado en modelos con rompimiento de SUSY por mediación con campos de gauge (GGM, General Gauge Mediation). En particular, en modelos llamados co-NLSP (NLSP es la segunda partícula SUSY más liviana), donde las masas de la NLSP -chargino y neutralino tipo-wino- están prácticamente degeneradas y la LSP (partícula SUSY más liviana) es el gravitino de muy baja masa que escapa la detección.

En esta búsqueda experimental de nueva física se definieron varias regiones del espacio observable, llamadas regiones de señal, donde podría manifestarse la señal de nuevas partículas. Estas regiones fueron optimizadas para tener máxima sensibilidad a la producción de gluinos/winos con diferentes masas y mecanismos de producción en el LHC a dos energías de centro de masa. Se evaluaron todos los procesos de fondo del Modelo Estándar que contribuyen a los estados finales específicos, teniendo en cuenta las condiciones para cada energía de centro de masa. Los fondos dominantes se determinaron con métodos que utilizan los propios datos de colisiones (*data-driven*), restringiéndolos en regiones de control o siendo estimados con métodos especialmente adaptados para este análisis (como el Tag & Probe, ABCD y Template). La experiencia ganada en las contribuciones realizadas en el estadio inicial del doctorado, como responsable de la determinación de la eficiencia del trigger de electrones en ATLAS con el método Tag & Probe a partir de la resonancia del J/Psi, ha sido valiosa para el desarrollo posterior del análisis aquí presentado, principalmente en lo que respecta a la determinación de los fondos contaminantes de la señal buscada.

Los resultados de la investigación realizada en esta tesis indican que los datos observados en las regiones de señal están, en todos los casos, en acuerdo con las predicciones del Modelo Estándar. No evidenciándose ningún exceso estadísticamente significativo de señal de nueva física sobre los fondos esperados, se procedió a establecer los límites de exclusión, los cuales se presentan en términos de límites superiores a nivel de confianza del 95 % en la sección eficaz visible, y en la producción de gluinos/winos con rango de masas en el modelo considerado.

El estudio a energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 8$ TeV se realizó considerando la producción débil directa de pares de estados winos-NLSP, siendo esta la primera publicación de ATLAS en este canal de búsqueda [28, 171, 172]. Estos resultados, teniendo en cuenta un escenario para el que la NLSP es un conjunto degenerado de tres estados wino en el límite de masa infinita de squarks, permitieron excluir la producción de GGM winos con masas en el rango 124-361 GeV, independientemente de la masa de

gluino. Para el caso de 13 TeV, si bien se realizaron los estudios tanto para producción débil de winos como vía interacción fuerte procediendo en cadena a la NSLP [173], sólo se obtuvieron resultados para esta tesis en las regiones de señal correspondientes a este último caso, considerando dos regiones: SRL, motivada por el decaimiento de gluinos en winos donde la diferencia entre sus masas es grande/media y cuyos eventos están caracterizados por una gran actividad hadrónica; y SRH, diseñada para cubrir el espacio observable en el que la diferencia de masas entre el wino y el gluino es pequeña, con eventos que se caracterizan por una mayor cantidad de energía perdida. Se establecieron límites superiores en la sección eficaz visible en 0.37 fb y 0.119 fb para las diferentes selecciones, SRL y SRH respectivamente.

Los límites de exclusión alcanzados en las investigaciones de esta tesis amplían significativamente los resultados a energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 7$ TeV solo considerando la producción de winos vía interacciones fuertes. Por último, cabe mencionar que, en base al análisis presentado en esta tesis, actualmente se continúa con las investigaciones para la búsqueda de nueva física en estos procesos, las que se publicarán con el conjunto completo de datos entregados por el LHC hasta el 2018 en el *Run 2*. Se espera que dichos resultados permitan verificar o excluir la existencia de partículas supersimétricas más allá de la escala TeV. Sin dudas, los próximos años del LHC serán cruciales para decir una última palabra sobre Supersimetría.

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar quiero agradecer a mi directora, Tere, por su confianza y darme la oportunidad de realizar el doctorado bajo su dirección en el excelente grupo de Física de Altas Energía de La Plata. También quiero dar las gracias a Hernán que me guió y acompañó, junto a Tere, en cada una de las etapas de mi doctorado y a cada uno de los integrantes del grupo los cuales me ayudaron a crecer en el día a día.

Hago una mención especial para Fran, Gonza, Jovan y Scarlet que parte de esta tesis es resultado de sus trabajos.

Por supuesto también quiero agradecer a mi familia, en especial a mi hermano Mathias y a mi mamá Josefina; a mis amigos de Córdoba que siempre me brindaron su apoyo. No quiero dejar de nombrar a todos los amigos que fui conociendo en el camino de mi doctorado. Gracias a todos ellos.

Y para finalizar un especial agradecimiento a Vicky que siempre me apoyó y acompañó en cada decisión que fui tomando.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] L. Evans y P. Bryant, *LHC Machine*, JINST **3** (2008) S08001.
- [2] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.
- [3] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264–1266.
- [4] J. Goldstone, A. Salam, y S. Weinberg, *Broken Symmetries*, Phys. Rev. **127** (1962) 965–970.
- [5] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22** (1961) 579–588.
- [6] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B716** (2012) 1–29, [arXiv:1207.7214](https://arxiv.org/abs/1207.7214) [hep-ex].
- [7] F. Englert y R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321–323.
- [8] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508–509.
- [9] H. Miyazawa, *Baryon Number Changing Currents*, Prog. Theor. Phys. **36** no. 6, (1966) 1266–1276.
- [10] P. Ramond, *Dual Theory for Free Fermions*, Phys. Rev. **D3** (1971) 2415–2418.
- [11] Yu. A. Golfand y E. P. Likhtman, *Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of p Invariance*, JETP Lett. **13** (1971) 323–326. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.13,452(1971)].
- [12] A. Neveu y J. H. Schwarz, *Factorizable dual model of pions*, Nucl. Phys. **B31** (1971) 86–112.
- [13] A. Neveu y J. H. Schwarz, *Quark Model of Dual Pions*, Phys. Rev. **D4** (1971) 1109–1111.
- [14] J.-L. Gervais y B. Sakita, *Field Theory Interpretation of Supergauges in Dual Models*, Nucl. Phys. **B34** (1971) 632–639.
- [15] D. V. Volkov y V. P. Akulov, *Is the Neutrino a Goldstone Particle?*, Phys. Lett. **46B** (1973) 109–110.
- [16] J. Wess y B. Zumino, *A Lagrangian Model Invariant Under Supergauge Transformations*, Phys. Lett. **49B** (1974) 52.
- [17] J. Wess y B. Zumino, *Supergauge Transformations in Four-Dimensions*, Nucl. Phys. **B70** (1974) 39–50.

- [18] M. Dine y W. Fischler, *A Phenomenological Model of Particle Physics Based on Supersymmetry*, Phys. Lett. **110B** (1982) 227–231.
- [19] L. Alvarez-Gaume, M. Claudson, y M. B. Wise, *Low-Energy Supersymmetry*, Nucl. Phys. **B207** (1982) 96.
- [20] C. R. Nappi y B. A. Ovrut, *Supersymmetric Extension of the $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ Model*, Phys. Lett. **113B** (1982) 175–179.
- [21] M. Dine y A. E. Nelson, *Dynamical supersymmetry breaking at low-energies*, Phys. Rev. **D48** (1993) 1277–1287, [arXiv:hep-ph/9303230](#) [hep-ph].
- [22] M. Dine, A. E. Nelson, y Y. Shirman, *Low-energy dynamical supersymmetry breaking simplified*, Phys. Rev. **D51** (1995) 1362–1370, [arXiv:hep-ph/9408384](#) [hep-ph].
- [23] M. Dine, A. E. Nelson, Y. Nir, y Y. Shirman, *New tools for low-energy dynamical supersymmetry breaking*, Phys. Rev. **D53** (1996) 2658–2669, [arXiv:hep-ph/9507378](#) [hep-ph].
- [24] P. Meade, N. Seiberg, y D. Shih, *General Gauge Mediation*, Prog. Theor. Phys. Suppl. **177** (2009) 143–158, [arXiv:0801.3278](#) [hep-ph].
- [25] P. Meade, M. Reece, y D. Shih, *Prompt Decays of General Neutralino NLSPs at the Tevatron*, JHEP **05** (2010) 105, [arXiv:0911.4130](#) [hep-ph].
- [26] J. T. Ruderman y D. Shih, *General Neutralino NLSPs at the Early LHC*, JHEP **08** (2012) 159, [arXiv:1103.6083](#) [hep-ph].
- [27] Y. Kats, P. Meade, M. Reece, y D. Shih, *The Status of GMSB After $1/fb$ at the LHC*, JHEP **02** (2012) 115, [arXiv:1110.6444](#) [hep-ph].
- [28] ATLAS Collaboration, *Search for photonic signatures of gauge-mediated supersymmetry in 8 TeV pp collisions with the ATLAS detector*, Phys. Rev. **D92** no. 7, (2015) 072001, [arXiv:1507.05493](#) [hep-ex].
- [29] F. Alonso, D. Damiani, J. Mitrevski, J. Nielsen, y B. Schumm, *Search for supersymmetry in events with at least one photon, one lepton, and large missing transverse momentum in proton–proton collision at a center-of-mass energy of 7 TeV with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-COM-CONF-2012-182, CERN, Geneva, Oct, 2012. <https://cds.cern.ch/record/1485660>.
- [30] CMS Collaboration, *Search for gauge-mediated supersymmetry in events with at least one photon and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, [arXiv:1711.08008](#) [hep-ex].
- [31] T. Aoyama, M. Hayakawa, T. Kinoshita, y M. Nio, *Tenth-Order QED Contribution to the Electron $g-2$ and an Improved Value of the Fine Structure Constant*, Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 111807, [arXiv:1205.5368](#) [hep-ph].
- [32] D. Hanneke, S. Fogwell, y G. Gabrielse, *New Measurement of the Electron Magnetic Moment and the Fine Structure Constant*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 120801, [arXiv:0801.1134](#) [physics.atom-ph].
- [33] G. 't Hooft y M. J. G. Veltman, *Regularization and Renormalization of Gauge Fields*, Nucl. Phys. **B44** (1972) 189–213.

- [34] M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, Phys. Lett. **8** (1964) 214–215.
- [35] G. Zweig, *An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 1.*
- [36] G. Zweig, *An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2*, in *DEVELOPMENTS IN THE QUARK THEORY OF HADRONS. VOL. 1. 1964 - 1978*, D. Lichtenberg y S. P. Rosen, eds., pp. 22-101. 1964.
<http://inspirehep.net/record/4674/files/cern-th-412.pdf>.
- [37] S. P. Martin, *A Supersymmetry primer*, arXiv:hep-ph/9709356 [hep-ph]. [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.18,1(1998)].
- [38] Particle Data Group Collaboration, *Review of Particle Physics (RPP)*, Phys. Rev. **D86** (2012) 010001.
- [39] R. Haag, J. T. Lopuszanski, y M. Sohnius, *All Possible Generators of Supersymmetries of the s Matrix*, Nucl. Phys. **B88** (1975) 257.
- [40] S. R. Coleman y J. Mandula, *All Possible Symmetries of the S Matrix*, Phys. Rev. **159** (1967) 1251–1256.
- [41] A. Djouadi, *The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. II. The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model*, Phys. Rept. **459** (2008) 1–241, arXiv:hep-ph/0503173 [hep-ph].
- [42] P. Fayet, *Supersymmetry and Weak, Electromagnetic and Strong Interactions*, Phys. Lett. **64B** (1976) 159.
- [43] P. Fayet, *Spontaneously Broken Supersymmetric Theories of Weak, Electromagnetic and Strong Interactions*, Phys. Lett. **69B** (1977) 489.
- [44] G. R. Farrar y P. Fayet, *Phenomenology of the Production, Decay, and Detection of New Hadronic States Associated with Supersymmetry*, Phys. Lett. **76B** (1978) 575–579.
- [45] P. Fayet, *Relations Between the Masses of the Superpartners of Leptons and Quarks, the Goldstino Couplings and the Neutral Currents*, Phys. Lett. **84B** (1979) 416.
- [46] S. Dimopoulos y H. Georgi, *Softly Broken Supersymmetry and $SU(5)$* , Nucl. Phys. **B193** (1981) 150–162.
- [47] A. Djouadi, *Implications of the Higgs discovery for the MSSM*, Eur. Phys. J. **C74** (2014) 2704, arXiv:1311.0720 [hep-ph].
- [48] M. Buican, P. Meade, N. Seiberg, y D. Shih, *Exploring General Gauge Mediation*, JHEP **03** (2009) 016, arXiv:0812.3668 [hep-ph].
- [49] O. S. Bruning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, y P. Proudlock, *LHC Design Report Vol.1: The LHC Main Ring.*,
- [50] O. Buning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, y P. Proudlock, *LHC Design Report. 2. The LHC infrastructure and general services.*,
- [51] CMS Collaboration, *The CMS Experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08004.
- [52] LHCb Collaboration, *The LHCb Detector at the LHC*, JINST **3** (2008) S08005.

- [53] S. Baird, *Accelerators for pedestrians; rev. version*, Tech. Rep. AB-Note-2007-014. CERN-AB-Note-2007-014. PS-OP-Note-95-17-Rev-2. CERN-PS-OP-Note-95-17-Rev-2, CERN, Geneva, Feb, 2007. <https://cds.cern.ch/record/1017689>.
- [54] S. van der Meer, *Calibration of the effective beam height in the ISR*, Tech. Rep. CERN-ISR-PO-68-31. ISR-PO-68-31, CERN, Geneva, 1968. <https://cds.cern.ch/record/296752>.
- [55] E. D. Courant y H. S. Snyder, *Theory of the alternating gradient synchrotron*, *Annals Phys.* **3** (1958) 1–48. [Annals Phys.281,360(2000)].
- [56] A. W. Chao, K. H. Mess, M. Tigner, y F. Zimmermann, eds., *Handbook of accelerator physics and engineering*. World Scientific, Hackensack, USA, 2013. <http://www.worldscientific.com/worldscibooks/10.1142/8543>.
- [57] R. R. Wilson, *The Tevatron*, *Phys. Today* **30N10** (1977) 23–30.
- [58] ATLAS Collaboration, *ATLAS inner detector: Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. <https://cds.cern.ch/record/331063>.
- [59] ATLAS Collaboration, S. Haywood, L. Rossi, R. Nickerson, y A. Romaniouk, *ATLAS inner detector: Technical Design Report, 2*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. <https://cds.cern.ch/record/331064>.
- [60] ATLAS Collaboration, M. Capeans, G. Darbo, K. Einsweiler, M. Elsing, T. Flick, M. Garcia-Sciveres, C. Gemme, H. Pernegger, O. Rohne, y R. Vuillermet, *ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report*, Tech. Rep. CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-19, Sep, 2010. <https://cds.cern.ch/record/1291633>.
- [61] ATLAS Electromagnetic Barrel Liquid Argon Calorimeter Group Collaboration, *Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A558** (2006) 388–418.
- [62] ATLAS Collaboration, *Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic end-cap calorimeters*, *JINST* **3** (2008) P06002.
- [63] ATLAS Collaboration, *Drift Time Measurement in the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter using Cosmic Muons*, *Eur. Phys. J.* **C70** (2010) 755–785, [arXiv:1002.4189](https://arxiv.org/abs/1002.4189) [physics.ins-det].
- [64] D. M. Gingrich et al., *Construction, assembly and testing of the ATLAS hadronic end-cap calorimeter*, *JINST* **2** (2007) P05005.
- [65] A. Artamonov et al., *The ATLAS forward calorimeters*, *JINST* **3** (2008) P02010.
- [66] ATLAS Collaboration, *ATLAS tile calorimeter: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996. <https://cds.cern.ch/record/331062>.
- [67] ATLAS Collaboration, *The Evolution of the Trigger and Data Acquisition System in the ATLAS Experiment*, *J. Phys. Conf. Ser.* **513** (2014) 012007.
- [68] A. Negri, *Evolution of the Trigger and Data Acquisition System for the ATLAS experiment*, 2012. <http://cdsweb.cern.ch/record/1457500/files/ATL-DAQ-PROC-2012-025.pdf>.

- [69] ATLAS Collaboration, *ATLAS level-1 trigger: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1998. <http://cds.cern.ch/record/381429>.
- [70] ATLAS Collaboration, P. Jenni, M. Nessi, M. Nordberg, y K. Smith, *ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 2003. <https://cds.cern.ch/record/616089>.
- [71] W. Vandelli et al., *Evolution of the ReadOut System of the ATLAS experiment*, PoS **TIPP2014** (2014) 205.
- [72] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System*, Tech. Rep. CERN-LHCC-2013-018. ATLAS-TDR-023, Sep, 2013. <https://cds.cern.ch/record/1602235>. Final version presented to December 2013 LHCC.
- [73] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Data Acquisition System: from Run 1 to Run 2* Nucl. Part. Phys. Proc. **273-275** (2016) 939–944.
- [74] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, S. Menke, S. Rajagopalan, D. Rousseau, S. Snyder, y G. Unal, *Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance*, Tech. Rep. ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr, 2008. <https://cds.cern.ch/record/1099735>.
- [75] ATLAS Collaboration, *Expected photon performance in the ATLAS experiment*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2011-007, CERN, Geneva, Apr, 2011. <https://cds.cern.ch/record/1345329>.
- [76] *Expected electron performance in the ATLAS experiment*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2011-006, CERN, Geneva, Apr, 2011. <https://cds.cern.ch/record/1345327>.
- [77] ATLAS Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*, arXiv:0901.0512 [hep-ex].
- [78] S. Hassani, L. Chevalier, E. Lancon, J. F. Laporte, R. Nicolaidou, y A. Ouraou, *A muon identification and combined reconstruction procedure for the ATLAS detector at the LHC using the (MUONBOY, STACO, MuTag) reconstruction packages*, Nucl. Instrum. Meth. **A572** (2007) 77–79.
- [79] T. Lagouri et al., *A Muon Identification and Combined Reconstruction Procedure for the ATLAS Detector at the LHC at CERN*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **51** (2004) 3030–3033.
- [80] M. Cacciari, G. P. Salam, y G. Soyez, *The Anti- $k(t)$ jet clustering algorithm*, JHEP **04** (2008) 063, arXiv:0802.1189 [hep-ph].
- [81] ATLAS Collaboration, *Jet energy scale measurements and their systematic uncertainties in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. **D96** no. 7, (2017) 072002, arXiv:1703.09665 [hep-ex].
- [82] *Pile-up subtraction and suppression for jets in ATLAS*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-083, CERN, Geneva, Aug, 2013. <https://cds.cern.ch/record/1570994>.
- [83] *Jet Calibration and Systematic Uncertainties for Jets Reconstructed in the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-015, CERN, Geneva, Jul, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2037613>.

- [84] *Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2014-018, CERN, Geneva, May, 2014. <https://cds.cern.ch/record/1700870>.
- [85] *Calibration of the performance of b-tagging for c and light-flavour jets in the 2012 ATLAS data*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2014-046, CERN, Geneva, Jul, 2014. <http://cds.cern.ch/record/1741020>.
- [86] ATLAS Collaboration, *Measurement of the b-tag Efficiency in a Sample of Jets Containing Muons with 5 fb^{-1} of Data from the ATLAS Detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-043, CERN, Geneva, Mar, 2012. <http://cds.cern.ch/record/1435197>.
- [87] ATLAS Collaboration, *Performance of b-Jet Identification in the ATLAS Experiment*, JINST **11** no. 04, (2016) P04008, [arXiv:1512.01094](https://arxiv.org/abs/1512.01094) [hep-ex].
- [88] *Expected performance of the ATLAS b-tagging algorithms in Run-2*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-022, CERN, Geneva, Jul, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2037697>.
- [89] T. J. Khoo, M. H. Klein, H. Okawa, D. Schaefer, S. Williams, M. Begel, D. Cavalli, P. Francavilla, F. Hariiri, C. A. Lee, T.-H. Lin, B. Liu, P. Loch, D. Lopez Mateos, R. Mazini, C. Pizio, S. Resconi, R. Simoniello, M. Smith, M. Testa, y I. Vichou, *Performance of algorithms that reconstruct missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ proton-proton collisions in the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2015-341, CERN, Geneva, Apr, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2012749>.
- [90] T. Sjostrand, S. Mrenna, y P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **05** (2006) 026, [arXiv:hep-ph/0603175](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175) [hep-ph].
- [91] G. Corcella, I. G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M. H. Seymour, y B. R. Webber, *HERWIG 6: An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP **01** (2001) 010, [arXiv:hep-ph/0011363](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0011363) [hep-ph].
- [92] G. Corcella, I. G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M. H. Seymour, y B. R. Webber, *HERWIG 6.5 release note*, [arXiv:hep-ph/0210213](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0210213) [hep-ph].
- [93] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw, y M. H. Seymour, *Multiparton interactions in photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C72** (1996) 637–646, [arXiv:hep-ph/9601371](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9601371) [hep-ph].
- [94] *ATLAS tunes of PYTHIA 6 and Pythia 8 for MC11*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2011-009, CERN, Geneva, Jul, 2011. <https://cds.cern.ch/record/1363300>.
- [95] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Simulation Infrastructure*, Eur. Phys. J. **C70** (2010) 823–874, [arXiv:1005.4568](https://arxiv.org/abs/1005.4568) [physics.ins-det].
- [96] GEANT4 Collaboration, *GEANT4: A Simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250–303.
- [97] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, F. Siegert, y J. Winter, *Event generation with SHERPA 1.1*, JHEP **02** (2009) 007, [arXiv:0811.4622](https://arxiv.org/abs/0811.4622) [hep-ph].
- [98] H.-L. Lai, M. Guzzi, J. Huston, Z. Li, P. M. Nadolsky, J. Pumplin, y C. P. Yuan, *New parton distributions for collider physics*, Phys. Rev. **D82** (2010) 074024, [arXiv:1007.2241](https://arxiv.org/abs/1007.2241) [hep-ph].

- [99] J. Alwall, P. Demin, S. de Visscher, R. Frederix, M. Herquet, F. Maltoni, T. Plehn, D. L. Rainwater, y T. Stelzer, *MadGraph/MadEvent v4: The New Web Generation*, JHEP **09** (2007) 028, arXiv:0706.2334 [hep-ph].
- [100] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. M. Nadolsky, y W. K. Tung, *New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis*, JHEP **07** (2002) 012, arXiv:hep-ph/0201195 [hep-ph].
- [101] P. Golonka y Z. Was, *PHOTOS Monte Carlo: A Precision tool for QED corrections in Z and W decays*, Eur. Phys. J. **C45** (2006) 97–107, arXiv:hep-ph/0506026 [hep-ph].
- [102] Z. Was, *TAUOLA the library for tau lepton decay, and KKMC / KORALB / KORALZ /... status report*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **98** (2001) 96–102, arXiv:hep-ph/0011305 [hep-ph]. [,96(2000)].
- [103] K. Melnikov, M. Schulze, y A. Scharf, *QCD corrections to top quark pair production in association with a photon at hadron colliders*, Phys. Rev. **D83** (2011) 074013, arXiv:1102.1967 [hep-ph].
- [104] T. HSG1 Group, *Search for $t\bar{t}H$ production in the diphoton channel with 20.3 fb^{-1} of data at 8 TeV*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2013-866, CERN, Geneva, Jun, 2013. <https://cds.cern.ch/record/1557911>.
- [105] M. Cacciari, M. Czakon, M. Mangano, A. Mitov, y P. Nason, *Top-pair production at hadron colliders with next-to-next-to-leading logarithmic soft-gluon resummation*, Phys. Lett. **B710** (2012) 612–622, arXiv:1111.5869 [hep-ph].
- [106] P. Bärnreuther, M. Czakon, y A. Mitov, *Percent Level Precision Physics at the Tevatron: First Genuine NNLO QCD Corrections to $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} + X$* , Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 132001, arXiv:1204.5201 [hep-ph].
- [107] M. Czakon y A. Mitov, *NNLO corrections to top-pair production at hadron colliders: the all-fermionic scattering channels*, JHEP **12** (2012) 054, arXiv:1207.0236 [hep-ph].
- [108] M. Czakon y A. Mitov, *NNLO corrections to top pair production at hadron colliders: the quark-gluon reaction*, JHEP **01** (2013) 080, arXiv:1210.6832 [hep-ph].
- [109] M. Czakon, P. Fiedler, y A. Mitov, *Total Top-Quark Pair-Production Cross Section at Hadron Colliders Through $O(\alpha_s^4)$* , Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 252004, arXiv:1303.6254 [hep-ph].
- [110] M. Czakon y A. Mitov, *Top++: A Program for the Calculation of the Top-Pair Cross-Section at Hadron Colliders*, Comput. Phys. Commun. **185** (2014) 2930, arXiv:1112.5675 [hep-ph].
- [111] M. Botje et al., *The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations*, arXiv:1101.0538 [hep-ph].
- [112] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, y G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, Eur. Phys. J. **C63** (2009) 189–285, arXiv:0901.0002 [hep-ph].
- [113] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, y G. Watt, *Uncertainties on $\alpha(S)$ in global PDF analyses and implications for predicted hadronic cross sections*, Eur. Phys. J. **C64** (2009) 653–680, arXiv:0905.3531 [hep-ph].

- [114] J. Gao, M. Guzzi, J. Huston, H.-L. Lai, Z. Li, P. Nadolsky, J. Pumplin, D. Stump, y C. P. Yuan, *CT10 next-to-next-to-leading order global analysis of QCD*, Phys. Rev. **D89** no. 3, (2014) 033009, [arXiv:1302.6246 \[hep-ph\]](#).
- [115] R. D. Ball et al., *Parton distributions with LHC data*, Nucl. Phys. **B867** (2013) 244–289, [arXiv:1207.1303 \[hep-ph\]](#).
- [116] W. Kilian, T. Ohl, y J. Reuter, *WHIZARD: Simulating Multi-Particle Processes at LHC and ILC*, Eur. Phys. J. **C71** (2011) 1742, [arXiv:0708.4233 \[hep-ph\]](#).
- [117] M. Moretti, T. Ohl, y J. Reuter, *O’Mega: An Optimizing matrix element generator*, [arXiv:hep-ph/0102195 \[hep-ph\]](#).
- [118] G. P. Salam y J. Rojo, *A Higher Order Perturbative Parton Evolution Toolkit (HOPPET)*, Comput. Phys. Commun. **180** (2009) 120–156, [arXiv:0804.3755 \[hep-ph\]](#).
- [119] N. Kidonakis, *Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W- or H-*, Phys. Rev. **D82** (2010) 054018, [arXiv:1005.4451 \[hep-ph\]](#).
- [120] B. P. Kersevan y E. Richter-Was, *The Monte Carlo event generator AcerMC versions 2.0 to 3.8 with interfaces to PYTHIA 6.4, HERWIG 6.5 and ARIADNE 4.1*, Comput. Phys. Commun. **184** (2013) 919–985, [arXiv:hep-ph/0405247 \[hep-ph\]](#).
- [121] N. Kidonakis, *Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t-channel single top quark production*, Phys. Rev. **D83** (2011) 091503, [arXiv:1103.2792 \[hep-ph\]](#).
- [122] T. Sjostrand, S. Mrenna, y P. Z. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, Comput. Phys. Commun. **178** (2008) 852–867, [arXiv:0710.3820 \[hep-ph\]](#).
- [123] J. Butterworth, E. Dobson, U. Klein, B. Mellado Garcia, T. Nunnemann, J. Qian, D. Rebutzi, y R. Tanaka, *Single Boson and Diboson Production Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2010-695, CERN, Geneva, Aug, 2010. <https://cds.cern.ch/record/1287902>.
- [124] J. M. Campbell y R. K. Ellis, *An Update on vector boson pair production at hadron colliders*, Phys. Rev. **D60** (1999) 113006, [arXiv:hep-ph/9905386 \[hep-ph\]](#).
- [125] C. Anastasiou, L. J. Dixon, K. Melnikov, y F. Petriello, *High precision QCD at hadron colliders: Electroweak gauge boson rapidity distributions at NNLO*, Phys. Rev. **D69** (2004) 094008, [arXiv:hep-ph/0312266 \[hep-ph\]](#).
- [126] A. Djouadi, J.-L. Kneur, y G. Moultaka, *SuSpect: A Fortran code for the supersymmetric and Higgs particle spectrum in the MSSM*, Comput. Phys. Commun. **176** (2007) 426–455, [arXiv:hep-ph/0211331 \[hep-ph\]](#).
- [127] M. Muhlleitner, A. Djouadi, y Y. Mambrini, *SDECAY: A Fortran code for the decays of the supersymmetric particles in the MSSM*, Comput. Phys. Commun. **168** (2005) 46–70, [arXiv:hep-ph/0311167 \[hep-ph\]](#).
- [128] A. Djouadi, J. Kalinowski, y M. Spira, *HDECAY: A Program for Higgs boson decays in the standard model and its supersymmetric extension*, Comput. Phys. Commun. **108** (1998) 56–74, [arXiv:hep-ph/9704448 \[hep-ph\]](#).

- [129] A. Djouadi, M. M. Muhlleitner, y M. Spira, *Decays of supersymmetric particles: The Program SUSY-HIT (SUSpect-SdecaY-Hdecay-InTerface)*, Acta Phys. Polon. **B38** (2007) 635–644, [arXiv:hep-ph/0609292](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0609292) [hep-ph].
- [130] W. Beenakker, R. Hopker, y M. Spira, *PROSPINO: A Program for the production of supersymmetric particles in next-to-leading order QCD*, [arXiv:hep-ph/9611232](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9611232) [hep-ph].
- [131] S. Schumann y F. Krauss, *A Parton shower algorithm based on Catani-Seymour dipole factorisation*, JHEP **03** (2008) 038, [arXiv:0709.1027](https://arxiv.org/abs/0709.1027) [hep-ph].
- [132] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H. S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, y M. Zaro, *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, JHEP **07** (2014) 079, [arXiv:1405.0301](https://arxiv.org/abs/1405.0301) [hep-ph].
- [133] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen, y P. Z. Skands, *An Introduction to PYTHIA 8.2*, Comput. Phys. Commun. **191** (2015) 159–177, [arXiv:1410.3012](https://arxiv.org/abs/1410.3012) [hep-ph].
- [134] ATLAS, CMS Collaboration, *Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments*, Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 191803, [arXiv:1503.07589](https://arxiv.org/abs/1503.07589) [hep-ex].
- [135] N. Craig, D. Green, y A. Katz, *(De)Constructing a Natural and Flavorful Supersymmetric Standard Model*, JHEP **07** (2011) 045, [arXiv:1103.3708](https://arxiv.org/abs/1103.3708) [hep-ph].
- [136] R. Auzzi, A. Giveon, y S. B. Gudnason, *Flavor of quiver-like realizations of effective supersymmetry*, JHEP **02** (2012) 069, [arXiv:1112.6261](https://arxiv.org/abs/1112.6261) [hep-ph].
- [137] C. Csaki, L. Randall, y J. Terning, *Light Stops from Seiberg Duality*, Phys. Rev. **D86** (2012) 075009, [arXiv:1201.1293](https://arxiv.org/abs/1201.1293) [hep-ph].
- [138] G. Larsen, Y. Nomura, y H. L. L. Roberts, *Supersymmetry with Light Stops*, JHEP **06** (2012) 032, [arXiv:1202.6339](https://arxiv.org/abs/1202.6339) [hep-ph].
- [139] N. Craig, S. Dimopoulos, y T. Gherghetta, *Split families unified*, JHEP **04** (2012) 116, [arXiv:1203.0572](https://arxiv.org/abs/1203.0572) [hep-ph].
- [140] W. Beenakker, M. Klasen, M. Kramer, T. Plehn, M. Spira, y P. M. Zerwas, *The Production of charginos / neutralinos and sleptons at hadron colliders*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3780–3783, [arXiv:hep-ph/9906298](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9906298) [hep-ph]. [Erratum: Phys. Rev. Lett.100,029901(2008)].
- [141] *Selection of jets produced in 13TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2015-029, CERN, Geneva, Jul, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2037702>.
- [142] *Expected photon performance in the ATLAS experiment*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2011-007, CERN, Geneva, Apr, 2011. <https://cds.cern.ch/record/1345329>.
- [143] ATLAS Collaboration, *Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data*, Eur. Phys. J. **C76** no. 12, (2016) 666, [arXiv:1606.01813](https://arxiv.org/abs/1606.01813) [hep-ex].
- [144] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/EGammaIdentificationRun2#Using_the_Ambiguity_tool_in_anal.

- [145] *Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2012 LHC proton-proton collision data*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2014-032, CERN, Geneva, Jun, 2014.
<http://cds.cern.ch/record/1706245>.
- [146] *Electron identification measurements in ATLAS using $\sqrt{s} = 13$ TeV data with 50 ns bunch spacing*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-041, CERN, Geneva, Sep, 2015.
<http://cds.cern.ch/record/2048202>.
- [147] ATLAS Collaboration, *Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Eur. Phys. J. **C76** no. 5, (2016) 292, [arXiv:1603.05598](https://arxiv.org/abs/1603.05598) [hep-ex].
- [148] *Commissioning of the ATLAS b-tagging algorithms using $t\bar{t}$ events in early Run-2 data*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-039, CERN, Geneva, Aug, 2015.
<https://cds.cern.ch/record/2047871>.
- [149] G. Cowan, *Discovery sensitivity for a counting experiment with background uncertainty*,
<http://www.pp.rhul.ac.uk/~cowan/stat/notes/medsigNote.pdf>.
- [150] ATLAS Collaboration, *Search for supersymmetry with two same-sign leptons or three leptons using 13.2 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collision data collected by the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2016-037, CERN, Geneva, Aug, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2205745>.
- [151] B. Abbott, M. Alstaty, J.-F. Arguin, S. Berlendis, F. Cardillo, A. Di Simone, O. A. Ducu, F. Hubaut, G. Herten, S. J. Kahn, A. Lleres, J. Maurer, A. S. Mete, E. Monnier, A. Paramonov, J. Poveda, P. Pralavorio, H. Ren, O. Rifki, Y.-T. Shen, P. Skubic, A. M. Soffa, A. Taffard, P. Tornambe, H. Trepanier, y X. Zhuang, *Search for strongly-produced superpartners in final states with same-sign or three leptons and jets in 2015+2016 pp collisions data at $\sqrt{s} = 13$ TeV (Supporting note)*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2016-495, CERN, Geneva, May, 2016.
<https://cds.cern.ch/record/2151944>.
- [152] F. Alonso, M. T. Dova, y M. Tripiana, *Search for SUSY in events with photon, jets and missing transverse energy with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2014-029, CERN, Geneva, Jan, 2014. <https://cds.cern.ch/record/1643485>.
- [153] ATLAS Collaboration, *Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC*, Eur. Phys. J. **C73** no. 8, (2013) 2518, [arXiv:1302.4393](https://arxiv.org/abs/1302.4393) [hep-ex].
- [154] T. Luminosity Group, *Preliminary Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS Detector in 2012*, Tech. Rep. ATL-COM-LUM-2012-013, CERN, Geneva, Nov, 2012. <https://cds.cern.ch/record/1494059>.
- [155] ATLAS Collaboration, *Measurements of the photon identification efficiency with the ATLAS detector using 4.9 fb^{-1} of pp collision data collected in 2011*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-123, CERN, Geneva, Aug, 2012. <https://cds.cern.ch/record/1473426>.
- [156] J. Alasia, A. Bangert, D. Damiani, W. Ehrenfeld, B. Fatholahzadeh, J. Haase, J. Haller, H. Hayward, O. Jinnouchi, J. Mitrevski, J. Nielsen, N. Panikashvili, H. Przysiezniak, B. Schumm, P. Vankov, H. Wang, M. Wildt, S. L. Wu, y D. Zhang, *Search for a diphoton and E_T^{miss} final state in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions at the LHC using the ATLAS detector in the context of supersymmetry models*, Tech. Rep. ATL-PHYS-INT-2011-059, CERN, Geneva, Jul, 2011.
<https://cds.cern.ch/record/1365518>.

- [157] F. Alonso, D. Damiani, J. Mitrevski, J. Nielsen, y B. Schumm, *Search for lepton, photon, and ET_{miss} final state in $\sqrt{s}=7$ TeV pp collisions at the LHC using the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2012-995, CERN, Geneva, Jul, 2012.
<https://cds.cern.ch/record/1460257>.
- [158] Z. Sullivan, *Fully differential W' production and decay at next-to-leading order in QCD*, Phys. Rev. **D66** (2002) 075011, [arXiv:hep-ph/0207290](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0207290) [hep-ph].
- [159] A. L. Read, *Presentation of search results: The $CL(s)$ technique*, J. Phys. **G28** (2002) 2693–2704. [,11(2002)].
- [160] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, y O. Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, Eur. Phys. J. **C71** (2011) 1554, [arXiv:1007.1727](https://arxiv.org/abs/1007.1727) [physics.data-an]. [Erratum: Eur. Phys. J. **C73**,2501(2013)].
- [161] K. Cranmer, *Practical Statistics for the LHC*, in *Proceedings, 2011 European School of High-Energy Physics (ESHEP 2011): Cheile Gradistei, Romania, September 7-20, 2011*, pp. 267-308. 2015. [arXiv:1503.07622](https://arxiv.org/abs/1503.07622) [physics.data-an].
<https://inspirehep.net/record/1356277/files/arXiv:1503.07622.pdf>. [,247(2015)].
- [162] ROOT Collaboration, K. Cranmer, G. Lewis, L. Moneta, A. Shibata, y W. Verkerke, *HistFactory: A tool for creating statistical models for use with RooFit and RooStats*, Tech. Rep. CERN-OPEN-2012-016, New York U., New York, Jan, 2012.
<https://cds.cern.ch/record/1456844>.
- [163] ATLAS Collaboration, *Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector at the LHC*, Eur. Phys. J. **C76** no. 12, (2016) 653, [arXiv:1608.03953](https://arxiv.org/abs/1608.03953) [hep-ex].
- [164] ATLAS Collaboration, *Photon identification in 2015 ATLAS data*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2016-014, CERN, Geneva, Aug, 2016.
<https://cds.cern.ch/record/2203125>.
- [165] ATLAS Collaboration, *Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data*, Eur. Phys. J. **C74** no. 10, (2014) 3071, [arXiv:1407.5063](https://arxiv.org/abs/1407.5063) [hep-ex].
- [166] L. Fayard, C. R. Goudet, T. Guillemin, L. Iconomidou-Fayard, S. Manzoni, K. Tackmann, R. Turra, P. Mastrandrea, y G. Unal, *Energy calibration prerecommendation for Run 2*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2015-1300, CERN, Geneva, Oct, 2015.
<https://cds.cern.ch/record/2060328>.
- [167] ATLAS Collaboration, *Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Eur. Phys. J. **C73** no. 3, (2013) 2304, [arXiv:1112.6426](https://arxiv.org/abs/1112.6426) [hep-ex].
- [168] *Monte Carlo Calibration and Combination of In-situ Measurements of Jet Energy Scale, Jet Energy Resolution and Jet Mass in ATLAS*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2015-037, CERN, Geneva, Aug, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2044941>.
- [169] M. Kramer, A. Kulesza, R. van der Leeuw, M. Mangano, S. Padhi, T. Plehn, y X. Portell, *Supersymmetry production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, [arXiv:1206.2892](https://arxiv.org/abs/1206.2892) [hep-ph].
- [170] J. Butterworth et al., *PDF4LHC recommendations for LHC Run II*, J. Phys. **G43** (2016) 023001, [arXiv:1510.03865](https://arxiv.org/abs/1510.03865) [hep-ph].

- [171] B. Schumm, J. Mitrevski, J. Nielsen, S. J. Fowler, R. Reece, M.-T. Dova, F. Alonso, M. Tripiana, A. Kuhl, B. Abbott, F. A. Arduh, S. Norberg, H. Wahlberg, B. Auerbach, O. Jinnouchi, A. Litke, K. P. Mistry, H. Przysiezniak, S. Schier, y H. Williams, *Search for photonic signatures of gauge-mediated supersymmetry in 8 TeV pp collisions with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2015-139, CERN, Geneva, Feb, 2015.
<https://cds.cern.ch/record/1994343>.
- [172] H. Wahlberg, B. Abbott, F. A. Arduh, M.-T. Dova, A. Kuhl, J. Mitrevski, J. Nielsen, S. Norberg, y M. Tripiana, *Search for lepton, photon, and ET_{miss} final state in $\sqrt{s} = 8$ TeV pp collisions at the LHC using the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2014-042, CERN, Geneva, Jan, 2014. <https://cds.cern.ch/record/1644785>.
- [173] F. Alonso, F. A. Arduh, M.-T. Dova, G. E. Orellana, y H. Wahlberg, *Search for supersymmetry in events with a photon, a lepton and missing transverse momentum with 36.1 fb^{-1} of data at 13 TeV*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2017-1814, CERN, Geneva, Dec, 2017.
<https://cds.cern.ch/record/2298962>.