



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Exactas
Departamento de Física

Búsqueda de Dimensiones Espaciales Extras

Estudio del Estado Final de Dos Fotones en el Experimento ATLAS

Tesis Doctoral

Xabier S. Anduaga

Directora

Prof. Dra. María Teresa Dova

La Plata, Marzo del 2012

RESUMEN

Búsqueda de Dimensiones Espaciales Extras Estudio del Estado Final de Dos Fotones en el Experimento ATLAS

Xabier S. Anduaga

Una serie de novedosos modelos de nueva física postulan la existencia de dimensiones espaciales extras para dar solución al problema de jerarquía, referido a la gran disparidad existente entre la escala electrodébil y la escala de Planck. Esta Tesis utiliza los datos colectados por el detector ATLAS del Gran Colisionador de Hadrones para realizar una búsqueda de dimensiones extras en el estado final de dos fotones. Se utilizaron datos de las colisiones protón-protón a $\sqrt{s} = 7$ TeV correspondientes a una luminosidad integrada de 2.12 fb^{-1} . La distribución de masa invariante de dos fotones en el estado final presenta un buen acuerdo con las predicciones del Modelo Estándar. En el contexto del modelo de N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos y G. Dvali, los resultados proveen límites inferiores sobre la escala efectiva de Planck a 95% CL entre 2.27 y 3.53 TeV, dependiendo del número de dimensiones extras y el formalismo considerado. En el contexto del modelo de L. Randall y R. Sundrum, se determinaron límites inferiores sobre la masa más liviana del gravitón a 95% CL con resultados entre 0.79 y 1.85 TeV, para valores del acoplamiento k/\overline{M}_{Pl} entre 0.01 y 0.1. Combinando estos resultados con los provenientes de los canales leptónicos e^+e^- y $\mu^+\mu^-$, previamente publicados por ATLAS, el límite inferior toma el valor de 0.8 (1.95) TeV para un valor de $k/\overline{M}_{Pl}=0.01$ (0.1).

ABSTRACT

Search For Extra Spatial Dimensions

Study of the Two Photon Final State in the ATLAS Experiment

Xabier S. Anduaga

The enormous difference between the Planck scale and the electroweak scale is known as the hierarchy problem. A prominent class of new physics models addresses the hierarchy problem through the existence of extra spatial dimensions. In this Thesis, data recorded in 2011 with the ATLAS detector at the Large Hadron Collider was used to perform a search for evidence of extra spatial dimensions through the analysis of the diphoton final state. The results were obtained using an integrated luminosity of 2.12 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ proton-proton collisions. The diphoton invariant mass ($m_{\gamma\gamma}$) spectrum is observed to be in good agreement with the expected Standard Model background. In the large extra dimension scenario of Arkani-Hamed, Dimopoulos and Dvali, the results provide 95% CL lower limits on the effective Planck scale between 2.27 and 3.53 TeV, depending on the number of extra dimensions and the theoretical formalism used. The results also set 95% CL lower limits on the lightest Randall-Sundrum graviton mass of between 0.79 and 1.85 TeV, for values of the dimensionless coupling k/\overline{M}_{Pl} varying from 0.01 to 0.1. Combining the results with the ones recently published by ATLAS using the dielectron and dimuon final states, the 95% CL lower limit on the Randall-Sundrum graviton mass for $k/\overline{M}_{Pl} = 0.01$ (0.1) is 0.80 (1.95) TeV.

ÍNDICE GENERAL

Introducción	1
PARTE I : Marco Contextual	3
1 Marco Teórico	5
1.1 Las Partículas Fundamentales y sus Interacciones	5
1.1.1 Fermiones	6
1.1.2 Bosones de Gauge y las Interacciones Fundamentales	7
1.1.3 El Modelo Estándar	8
1.2 Modelos de Dimensiones Extras	9
1.2.1 El Modelo ADD	11
1.2.2 El Modelo RS	14
2 Búsqueda de Nueva Física: Análisis Estadístico	19
2.1 Test de Hipótesis	20
2.1.1 Significancia Estadística	21
2.1.2 <i>Look Elsewhere Effect</i> (LEE)	22
2.1.3 <i>The BUMP HUNTER</i>	23
2.2 Contratación de Hipótesis	24
2.2.1 Tratamiento Bayesiano : Generalidades	25
3 El Detector ATLAS en el LHC	29
3.1 El Gran Colisionador de Hadrones	29
3.1.1 Diseño	31
3.1.2 Operación del LHC en el 2011	32
3.2 ATLAS	33
3.2.1 El Sistema de Imanes	35
3.2.2 El Detector de Trazas	35
3.2.3 El Calorímetro	38
3.2.4 El Espectrómetro de Muones	41

3.2.5	El Sistema de <i>Trigger</i>	43
3.2.6	Operación de ATLAS en el 2011	46
3.2.7	El Modelo Computacional de ATLAS	47
4	Fotones en ATLAS	49
4.1	Reconstrucción de Fotones	49
4.1.1	Conversión de Fotones	50
4.1.2	Calibración de la Energía	52
4.2	Identificación de Fotones	52
4.2.1	Variables Discriminatorias	53
4.2.2	Criterios de Selección <i>Loose</i> y <i>Tight</i>	55
4.2.3	Aislamiento Calorimétrico	57
4.3	Fotones en el <i>Trigger</i>	60
4.3.1	L1	60
4.3.2	HLT	62
	PARTE II : Análisis de la Señal y el Fondo	63
5	Reconstrucción de Eventos	65
5.1	Simulación MC de Eventos	66
5.1.1	PYTHIA	66
5.1.2	Topología de los Eventos	69
5.1.3	Selección Óptima de Eventos	75
5.2	Datos de Colisiones <i>pp</i> a 7 TeV del LHC	76
5.2.1	Repesado de las Simulaciones por <i>Pileup</i>	77
5.2.2	Eficiencia de Reconstrucción e Identificación de Fotones	77
5.2.3	Eficiencia de Selección de Eventos RS y ADD	79
5.2.4	Medida de la Eficiencia del Trigger	80
5.3	Parametrización de la Señal RS	83
5.4	Tratamiento a NLO	86
6	Estimación del Fondo	89
6.1	Fondo Irreducible	89
6.1.1	DIPHOX	91
6.1.2	Determinación de la Forma de $m_{\gamma\gamma}$: PYTHIA \rightarrow NLO DIPHOX	93
6.2	Fondo Reducible	96
6.3	Medida de la pureza	98
6.3.1	Método I: Predicción MC	98
6.3.2	Método II: Ajuste a la Masa Invariante	99
6.3.3	Método III: Ajuste al Aislamiento en 2D	100
6.4	Extrapolación y Estimación Final	104

7 Estudio de Incertezas Sistemáticas	107
7.1 Sistemáticos en la Eficiencia de Selección de Señal	108
7.1.1 Reconstrucción de Fotones	108
7.1.2 Factores de Corrección Datos/MC	108
7.1.3 Impacto del Material	109
7.1.4 <i>Pileup</i>	110
7.1.5 Aislamiento	111
7.1.6 Otros Sistemáticos Experimentales	113
7.2 Sistemáticos en la Sección Eficaz de Producción de Señal	121
7.2.1 PDF	121
7.2.2 Escalas	122
7.3 Sistemáticos en la Estimación Final del Fondo	124
7.4 Resumen de los Sistemáticos	125
 PARTE III : Resultados Experimentales e Interpretación	 126
8 Resultados Experimentales e Interpretación	127
8.1 Distribución de Masa Invariante	127
8.2 Resultados del BUMPHUNTER	130
8.3 Límites de Exclusión	131
8.3.1 Límites en el Modelo RS	132
8.3.2 Límites en el Modelo ADD	141
 Conclusiones	 147
 A Lista de Funciones	 149
A.1 Función Novosibirsk	149
A.2 Función Crystal-Ball	149
A.3 Función Crystal-Ball Bilateral	150
 B Definición de <i>Loose</i>'	 151
 Agradecimientos	 163

INTRODUCCIÓN

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC, *Large Hadron Collider*) [1] es el acelerador de partículas más potente del planeta, ha sido diseñado para colisionar protones a 14 TeV de energía de centro de masa y se encuentra funcionando desde mediados del 2010 en un régimen intermedio, con una energía del centro de masa de 7 TeV. Este instrumento permitirá abrir las puertas al entendimiento de la naturaleza a escalas nunca antes exploradas.

En este acelerador, se encuentra instalado el Experimento ATLAS [2], que utiliza un detector multipropósito diseñado con tecnologías de vanguardia para estudiar un amplio espectro de fenómenos físicos. Los datos colectados por ATLAS a partir de las colisiones protón-protón (pp) del LHC permitirán establecer en forma definitiva la naturaleza del mecanismo de rompimiento espontáneo de simetría dentro del Modelo Estándar (SM), a partir de la búsqueda del bosón de Higgs en todo el rango de masas permitido [3]. Si bien la búsqueda del Higgs es quizás el mayor desafío de este proyecto, son muchos los interrogantes del Modelo Estándar aún sin respuesta. La interacción gravitatoria no está incluida en el modelo. Los neutrinos son considerados no masivos pero resultados de experimentos recientes prueban lo contrario [4, 5]. El valor de la masa de los fermiones, el origen del sabor, los constituyentes de la materia oscura, y la gran asimetría existente entre la materia y la antimateria que componen el universo, son algunos de los interrogantes no resueltos. Estas cuestiones, sumadas a los 19 parámetros arbitrarios que deben ajustarse desde la experimentación y al hecho que sólo dos de las cuatro fuerzas fundamentales están unificadas, llevan a pensar que el Modelo Estándar no es la teoría definitiva, sino la realización a bajas energías de una teoría más fundamental.

Otro de los interrogantes presentes dentro del Modelo Estándar es el llamado “Problema de Jerarquía”, referido a la gran disparidad existente entre la escala de unificación electrodébil (\sim TeV), relacionada con la constante de Fermi (G_F), y la escala de Planck ($\sim 10^{16}$ TeV), relacionada con la constante de Newton (G_N), o de forma equivalente, por qué la fuerza electrodébil es 10^{32} veces más grande que la fuerza gravitatoria, $G_F/G_N \sim 10^{32}$.

Nuevas teorías de unificación que implican la presencia de nuevas simetrías,

partículas o interacciones a la escala electrodébil, han sido tradicionalmente introducidas para resolver el problema de jerarquía. Las extensiones más populares del Modelo Estándar se corresponden con los modelos de supersimetría y modelos dentro del formalismo de la teoría de cuerdas. De particular relevancia para este trabajo, son los modelos que postulan la existencia de dimensiones espaciales extras, surgidos hacia finales del siglo XX, y que predicen nueva física a escalas del TeV en un intento por resolver el problema de jerarquía. Entre ellos se encuentran el modelo de Arkani-Hamed, Dimopoulos y Dvali (ADD) [6] y los modelos de Randall-Sundrum [7, 8], ambos sujeto de estudio del presente trabajo de investigación en el marco del experimento ATLAS.

La Tesis aquí presentada describe la búsqueda de señales características predichas por los modelos de dimensiones extras en procesos con dos fotones en el estado final, a partir de datos colectados por ATLAS provenientes de las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV del LHC. Búsquedas anteriores de estos procesos en colisionadores se han llevado a cabo en Tevatron [9–12] y, previamente en HERA [13, 14] y LEP [15]. Los resultados han permitido excluir parte del espacio de fase permitido de los parámetros de los modelos, restringiendo la región de búsqueda al sector del espacio de fase accesible sólo en el LHC. El trabajo presentado en esta Tesis es el primer estudio tendiente a la búsqueda de evidencia de dimensiones extras en procesos con dos fotones en el estado final con los primeros datos colectados por el experimento ATLAS.

La descripción del trabajo realizado en esta Tesis se divide en tres partes: Marco Contextual, Análisis de la Señal y el Fondo, y Resultados Experimentales e Interpretación, cada una a su vez dividida en capítulos.

La primer parte comienza en el Capítulo 1 con la introducción del problema desde el punto de vista de la teoría. Incluye una breve descripción del Modelo Estándar para luego introducir los modelos de dimensiones extras, presentando una breve reseña histórica sobre las ideas originales de Kaluza y Klein y la formulación de los modelos actuales ADD y RS. La fenomenología de estos modelos en el LHC es marcadamente diferente, correspondiendo a una serie de excitaciones masivas del gravitón casi continuas para el primer caso, y resonancias masivas bien definidas para el segundo, aspectos que se discuten en ese Capítulo. La correcta interpretación de los resultados obtenidos desde el punto de vista de la estadística es crucial, no sólo para maximizar la capacidad de búsqueda de nueva física, sino también para evitar falsos descubrimientos provenientes de fluctuaciones estadísticas. Este tema, junto con los métodos estadísticos utilizados en este trabajo es abordado en el Capítulo 2. El tercer capítulo contempla la descripción del LHC y del detector ATLAS junto con cada uno de sus componentes, incluyendo el sistema de *trigger*. Se da particular énfasis a la descripción del calorímetro, encargado de la detección de los objetos electromagnéticos de relevancia para este estudio, y se añade un breve repaso de la performance del acelerador y el detector durante la toma de datos del 2011. En

el último capítulo de la primer parte, se describen las técnicas de reconstrucción e identificación de fotones en ATLAS, basadas principalmente en la información del calorímetro, considerando también a los fotones que convierten en un par e^+e^- previo a su paso por el calorímetro, para lo cual resulta vital la información del detector de trazas.

La parte II da comienzo a los estudios específicos llevados a cabo en esta Tesis. El Capítulo 5 describe la reconstrucción de los eventos de interés, aquellos con dos fotones en el estado final. Es gracias a las simulaciones MC que se pueden obtener las predicciones experimentales de los modelos de nueva física, y fue a partir de ellas que se estudió la topología de los eventos de señal y su comparación con los procesos de fondo del SM. Luego se presenta una descripción de los datos colectados en ATLAS provenientes de las colisiones pp del LHC a 7 TeV, correspondientes a una luminosidad integrada de 2.12 fb^{-1} . Finalmente, se dan los resultados de las medidas de la eficiencia de selección *off-line* y por parte del *trigger* (selección *on-line*). El Capítulo 6 continúa con una descripción exhaustiva del fondo esperado de eventos con dos fotones en el estado final proveniente del SM, análisis fundamental para la búsqueda de nueva física. El mismo se divide en el fondo irreducible formado a partir de los procesos de producción de dos fotones directos del SM, y el fondo instrumental o reducible, compuesto de señales erróneamente identificadas como fotones que provienen de otros objetos físicos, mayoritariamente de *jets*. La forma de la distribución de masa invariante del par de candidatos a fotones, $m_{\gamma\gamma}$, para el primero, se obtuvo a partir de predicciones a NLO, mientras que para el segundo caso se utilizaron directamente los propios datos. La segunda parte finaliza en el Capítulo 7 con un estudio detallado de las principales fuentes de incerteza sistemática que afectan las predicciones de la señal y del fondo. Se consideran aquí tanto las incertezas experimentales como aquellas provenientes de la teoría.

La última parte, contenida en su totalidad en el Capítulo 8, presenta los resultados obtenidos a partir de los datos colectados por ATLAS con una luminosidad integrada de 2.12 fb^{-1} , y su interpretación en el marco de los modelos de dimensiones extras. La distribución observada de $m_{\gamma\gamma}$ se compara con las predicciones del Modelo Estándar, a fin de establecer una posible discrepancia entre los mismos. En ausencia de fluctuaciones significativas, se procede al establecimiento de límites de exclusión dentro de los dos modelos considerados en este trabajo: el modelo RS resonante y el modelo ADD no resonante. Los resultados obtenidos superan todos los previos al momento de la publicación del trabajo, constituyendo los límites más estrictos para dichos modelos.

1

MARCO TEÓRICO

Este capítulo comienza con una presentación descriptiva del Modelo Estándar de las partículas fundamentales y sus interacciones (Sección 1.1), para luego dar paso a los modelos de dimensiones extras, una de las ideas revolucionarias que pretenden dar solución a varios de los problemas del Modelo Estándar, incluido el “Problema de Jerarquía”. La Sección 1.2 contiene una reseña histórica de la idea de dimensiones extras en el marco del mecanismo de Kaluza-Klein. Con el auge de la teoría de cuerdas, las ideas de Kaluza-Klein resurgen hacia finales del siglo XX y aparecen diversas implementaciones de modelos de dimensiones extras. Se presentan en las siguientes secciones dos de los modelos más populares, el modelo de N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos y G. Dvali (ADD) y el modelo de L. Randall y R. Sundrum (RS), con particular énfasis en la fenomenología en colisionadores de hadrones. Señales características de ambos modelos son accesible en el LHC y la búsqueda de tales indicios es el objeto de estudio principal de esta Tesis.

1.1 Las Partículas Fundamentales y sus Interacciones

Desarrollada durante la segunda mitad del siglo XX y establecida a partir de los trabajos de Glashow, Salam y Weinberg [16–18] en los años '60, el Modelo Estándar es la teoría actual que mejor describe las partículas elementales y sus interacciones. En sus fundamentos contempla la teoría electrodébil, como descripción de la interacción electromagnética y la interacción débil entre leptones y quarks, y la Cromodinámica Cuántica (QCD), como la parte responsable de la descripción de la interacción fuerte entre quarks, formando una teoría de gauge para tres de las cuatro

fuerzas fundamentales de la naturaleza. Siendo perturbativa a energías suficientemente altas y renormalizable, permite una descripción precisa de las interacciones a escala cuántica.

1.1.1 Fermiones

Los fermiones son las partículas que obedecen la estadística de Fermi-Dirac, por lo que su número cuántico de espín es semi-entero. En física de partículas, los fermiones fundamentales se dividen en dos grupos: leptones y quarks.

Los leptones son partículas de espín $1/2$, con una carga eléctrica entera en unidades de la carga elemental (e). De las cuatro interacciones fundamentales, los leptones sufren la interacción electromagnética, la gravitacional y la débil, mientras que no interactúan fuertemente. Existen seis sabores leptónicos que se pueden clasificar en tres familias o generaciones. Cada generación se forma a partir de un leptón masivo y cargado y otro no masivo y neutro. Así se tienen el electrón (e^-) con su correspondiente neutrino (ν_E), y el muón (μ^-) y el tau (τ^-) con sus neutrinos asociados (ν_μ y ν_τ). Se le asigna a cada familia un número de sabor leptónico con la siguiente regla: $+1$ por cada leptón y -1 por cada antileptón de una dada familia. El número de sabor leptónico es una cantidad conservada dentro del Modelo Estándar. De todos los fermiones fundamentales, los neutrinos tienen la propiedad única de sólo existir en estados puros de helicidad¹ negativa (*left-handed*), siendo los antineutrinos puramente estados de helicidad positiva (*right-handed*). Sin embargo, resultados de experimentos recientes [4, 5] indican que los neutrinos poseen masa, que aunque muy pequeña, introduce el fenómeno de oscilaciones de neutrinos, e implica que deberían existir neutrinos *right-handed* y que la conservación del número de sabor leptónico no es exacta en interacciones débiles.

Los quarks poseen espín $1/2$ y carga fraccionaria, $+2/3$ y $-1/3$, en unidades de la carga fundamental. Son las únicas partículas que experimentan las cuatro fuerzas fundamentales. Existen seis sabores de quarks identificados como quark up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t) y bottom (b). En las interacciones fuertes entre quarks, los números de sabor, S(strangeness), C(charmness), B(bottomness) y T (topness), son cantidades conservadas. A diferencia de los leptones, los quarks sólo se manifiestan en estados ligados, denominados hadrones, fenómeno conocido como confinamiento de quarks. Existen dos tipos de hadrones en la naturaleza: los bariones (qqq) y los mesones ($q\bar{q}$). Además del espín, existe un número cuántico interno que identifica a los quarks denominado "color", que representa la carga de la interacción fuerte. Mientras que los quarks existen en tres colores, rojo (r), verde (g) y azul (b), los mesones y bariones tienen color nulo.

¹La helicidad de una partícula es la proyección del espín en la dirección de su momento. Partículas con el espín paralelo al momento tienen helicidad positiva (*right-handed*), mientras que el opuesto se define como helicidad negativa (*left-handed*).

Las propiedades fundamentales de los leptones y quarks se resumen en la Tabla 1.1. Es común a ambos tipos, que las partículas de las generaciones más altas tienen masa más grande y son inestables, por lo que decaen en partículas de las generaciones más bajas. Es por ello que la materia, tal como se la conoce, está formada sólo por partículas de la primera generación.

Fermión	Partícula (Masa[MeV/c ²])						Q [e]
	1 ^{er} Generación		2 ^{da} Generación		3 ^{er} Generación		
Leptones	e	(0.511)	μ	(105.7)	τ	(1776.8)	± 1
	ν_e	(< 2×10^{-5})	ν_μ	(< 2×10^{-1})	ν_τ	(< 2×10^1)	0
Quarks	u	(1.5 - 3.3)	c	(1270)	t	(171200)	$\pm 2/3$
	d	(3.5 - 6.0)	s	(104)	b	(4200)	$\mp 1/3$

Tabla 1.1 Fermiones fundamentales y sus propiedades.

1.1.2 Bosones de Gauge y las Interacciones Fundamentales

En Teoría Cuántica de Campos la interacción entre partículas se describe en términos del intercambio de bosones de gauge, que representan los cuantos de los campos de gauge. Dentro del Modelo Estándar existen tres tipos de bosones de gauge, asociados a las tres interacciones fundamentales descritas por la teoría: el fotón, los bosones Z y W^\pm , y los gluones. Los bosones de gauge tienen espín uno y sólo los bosones de intercambio de la interacción débil son masivos. Las propiedades de los bosones de intercambio se resumen en la Tabla 1.2.

Bosón de Gauge	Fuerza	Espín	Masa([GeV/c ²])	Q [e]
Fotón (γ)	Electromagnética	1	0	0
W^\pm	Débil Cargada	1	80.398	± 1
Z^0	Débil Neutra	1	91.1876	0
Gluón (g)	Fuerte	1	0	0

Tabla 1.2 Bosones de gauge dentro del Modelo Estándar y sus propiedades.

La interacción electromagnética entre partículas cargadas, descrita por la Electrodinámica Cuántica (QED), está mediada por el fotón (γ) que es el bosón asociado al grupo de gauge $U(1)_Q$ electromagnético. La constante de acoplamiento adimensional que especifica la magnitud de la interacción, está dada por $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c)$, donde \hbar es la constante de Planck reducida, c es la velocidad de la luz en el vacío y

ϵ_0 es la constante dieléctrica. Dado que $\alpha \ll 1$, cálculos de QED pueden ser computados usando teoría de perturbaciones. Las predicciones de QED concuerdan con los resultados experimentales con una precisión de hasta 10^{-12} , lo que constituye a QED la teoría física más precisa construida hasta el presente.

Dentro del Modelo Estándar, la interacción electromagnética y la interacción débil están unificadas y son descriptas por la teoría electrodébil. Matemáticamente, la unificación surge dentro del grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ de isospín débil izquierdo e hipercarga². Los bosones de gauge de la teoría son los fotones y los bosones W^\pm y Z .

La interacción fuerte entre quarks, descrita en de la Cromodinámica Cuántica, contiene ocho generadores asociados al grupo de simetría $SU(3)_C$ y cada uno de ellos lleva a la introducción de un bosón de gauge, los gluones (g). A diferencia de QED, tanto los quarks como los gluones poseen carga de color por lo que los gluones interactúan entre sí, permitiendo que los quarks cambien de color. A altas energías o distancias cortas, QCD se comporta como una teoría de perturbaciones, producto del fenómeno de libertad asintótica. Sin embargo, a bajas energías o largas distancias, la interacción entre los partones aumenta a tal punto que la teoría de perturbaciones deja de ser válida. El método más utilizado para la obtención de predicciones a bajas energías lleva el nombre de *Lattice QCD*.

1.1.3 El Modelo Estándar

Innumerables medidas de alta precisión en experimentos llevados a cabo en LEP, SLC y Tevatron permitieron verificar y establecer al Modelo Estándar como la teoría efectiva que describe las interacciones electrodébil y fuerte dentro del rango de energías disponible al presente. Las correcciones cuánticas y la estructura de la simetría local $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ han sido verificadas por estos tests experimentales con precisión de hasta uno en mil. También han sido medidos, entre otros, el acoplamiento de los quarks y leptones con los bosones de gauge y el acoplamiento de los bosones de gauge entre sí, verificándose en todos los casos el acuerdo de los resultados con las predicciones del modelo.

Quizás el mayor desafío actual de esta teoría consiste en la verificación del mecanismo del rompimiento espontáneo de simetría (EWSB), propuesto hace cuarenta años por Brout, Englert, Guralnik, Hagen, Higgs, y Kibble [19–23], por el cual los bosones de intercambio débiles adquieren masa, respetando los requerimientos de renormalizabilidad y unitariedad de la teoría. Este mecanismo introduce un doblete de $SU(2)$ de campos complejos escalares que adquiere un valor de expectación del vacío no nulo, rompiendo espontáneamente la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ a la simetría $U(1)_Q$ electromagnética. Tres de los cuatro grados de libertad del doblete escalar son

²La hipercarga Y se relaciona con la carga eléctrica Q en unidades de la carga del protón ($+e$) según $\frac{Y}{2} = Q - T_3$, donde T_3 es la tercer componente del isospín débil.

absorbidos por los bosones vectoriales W^\pm y Z para formar sus componentes longitudinales y adquirir masa. Los fermiones adquieren masa mediante un acoplamiento tipo Yukawa con el mismo campo escalar y su campo conjugado. El grado de libertad restante se corresponde con una partícula escalar, conocida como el bosón de Higgs, cuya verificación experimental está aún pendiente. El bosón de Higgs es el ingrediente más importante aún no confirmado del modelo y su descubrimiento se considera de enorme importancia. La búsqueda de esta partícula se ha llevado a cabo en varios experimentos a lo largo de las últimas décadas, siendo los resultados más actuales y estrictos los provenientes del LHC [3, 24]. Junto con restricciones indirectas obtenidas de las medidas de precisión, se ha podido restringir la zona de búsqueda a una región muy acotada del espectro de masas. La exclusión completa de esta partícula representaría un gran desafío para la física de partículas actual.

Las interacciones electromagnética, débil y fuerte son descritas por el Modelo Estándar de forma más que satisfactoria hasta energías del orden de los 100 GeV, equivalente a distancias tan chicas como 10^{-17} cm. Como fuera mencionado en la Introducción, uno de los problemas fundamentales del Modelo Estándar es el llamado "Problema de Jerarquía", referido a la enorme brecha existente entre la escala del rompimiento de la simetría electrodébil (~ 1 TeV) y la escala de Planck (10^{16} TeV). Semejante diferencia entre escalas presenta un problema en la estabilidad de la masa del Higgs, implicando un *fine-tuning* muy grande.

Son varias las teorías más allá del Modelo Estándar que explican parcial o totalmente los interrogantes mencionados. Las mismas hacen uso de nuevas simetrías o interacciones, o postulan la existencia de nuevas dimensiones espaciales. Estas últimas serán el tópic de estudio de la siguiente sección.

1.2 Modelos de Dimensiones Extras

El concepto de dimensiones espaciales extras tiene su origen en los años 20' en los trabajos de Theodor Kaluza [25] y Oscar Klein [26]. Esencialmente, su trabajo supone que nuestro universo no es de 4 dimensiones, sino de $(4+n)$ dimensiones, con $n \geq 1$ donde las dimensiones extras están compactificadas. A modo de ilustración, se puede representar nuestro universo como el producto del espacio de Minkowski de 4 dimensiones y el de un círculo S^1 de radio R , donde todos los campos se definen en un "cilindro". Si se representa la coordenada de la dimensión extra como Z , utilizando la periodicidad de $2\pi R$ en Z , es posible expandir los campos en una serie de Fourier en esta coordenada. Para un campo escalar se tiene:

$$\Phi(x_\mu, Z) = \Phi(x_\mu, Z + 2\pi R), \mu = 0, 1, 2, 3 \quad (1.1)$$

$$\Phi(x_\mu, Z) = \sum_{k=0, \pm 1, \dots} \phi_k(x_\mu) e^{ikZ/R} \quad (1.2)$$

Los coeficientes de expansión sólo dependen de las coordenadas usuales x_μ y se denominan modos. Así, desde el punto de vista de las 4 dimensiones usuales, los modos $\phi_k(x_\mu)$ representan una torre de campos de cuatro dimensiones, llamada torre de Kaluza-Klein. Se puede ver que comenzando con la ecuación de onda en 5 dimensiones de un campo no masivo,

$$\square_5 \Phi(x_\mu, Z) = \left(\partial_\mu^2 - \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \right) \Phi(x_\mu, Z) = 0 \quad (1.3)$$

y sustituyendo el campo en 5 dimensiones por su descomposición de Fourier (Eq. 1.2), cada modo ϕ_k satisface la ecuación de onda en 4 dimensiones:

$$\left(\square_4 + \frac{k^2}{R^2} \right) \phi_k(x_\mu) = \left(\partial_\mu^2 + \frac{k^2}{R^2} \right) \phi_k(x_\mu) = 0 \quad (1.4)$$

Consecuentemente, el modo cero permanece no masivo, mientras que los restantes modos representan campos masivos de 4 dimensiones, con la masa determinada por la relación $m_k = |k|/R$. Dentro del marco de la teoría KK, nuestro universo de 4 dimensiones se supone conformado enteramente, incluyendo todos los dispositivos experimentales y posibles observadores, por los campos correspondientes a los modos cero. Así, las excitaciones correspondientes a los modos con $k \neq 0$ no aparecen por limitaciones en la energía, y es por ello que sólo se perciben 4 dimensiones. Sólo cuando se dispone de suficiente energía, es posible percibir las excitaciones KK, provenientes de las dimensiones extras.

A pesar de ser una idea revolucionaria, el mecanismo KK no prosperó, en parte por la ausencia de aplicaciones realistas en la época, y no fue hasta la década del 80' que el concepto de dimensiones extras surgió dentro del marco de la teoría de supercuerdas [27].

Hacia finales del siglo XX surgen una serie de nuevos modelos que postulan la existencia de dimensiones espaciales extras compactificadas como solución al problema de jerarquía. Los mismos hacen uso tanto de los conceptos previos desarrollados dentro de la teoría KK, como de otros más recientes desarrollados en el marco de la teoría de cuerdas. En estos modelos el SM está confinado en una variedad de 4 dimensiones, mientras que la gravedad se propaga dentro de todo el espacio dimensional (*bulk*). La aparente debilidad de la interacción gravitatoria no es un hecho fundamental, sino meramente consecuencia de la existencia de dimensiones extras. Entre los modelos más populares se encuentran el propuesto por Arkani-Hamed, Dimopoulos y Dvali conocido como ADD, y el modelo propuesto por Randall y Sundrum (RS), que se describen brevemente en las siguientes secciones. Un desarrollo más completo del tema puede encontrarse en [28, 29]

1.2.1 El Modelo ADD

El modelo ADD fue propuesto y estudiado por N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos y G. Dvali [6]. El mismo postula al SM localizado en una 3-brana insertada en un espacio-tiempo de $(4+d)$ -dimensiones, con las dimensiones extras compactificadas y donde el campo gravitatorio es el único que se propaga en el espacio completo. Usualmente, esta construcción se desarrolla como parte de una teoría más general dentro del marco de la teoría de cuerdas/M, con posiblemente branas adicionales y geometrías del espacio de dimensiones extras más complicadas. Surge en este modelo una nueva escala fundamental de masa M_D en el espacio de $(4+d)$ dimensiones relacionada con la escala usual de Planck en 4 dimensiones y con el radio de las d dimensiones extras R , de la siguiente manera:

$$M_{Pl}^2 \sim M_D^{d+2} R^d \quad (1.5)$$

donde, por simplicidad, las d dimensiones se tomaron del mismo tamaño. El problema de la jerarquía se resuelve tomando la escala fundamental del espacio multidimensional similar a la escala electrodébil ($M_D \sim 1$ TeV), estableciendo así, la existencia de sólo una escala fundamental. La gravedad a distancias $r \geq R$ se manifiesta de la forma usual en 4 dimensiones, y es solamente para distancias $r \leq R$ que se torna una teoría en $(4+d)$ dimensiones.

Reescribiendo la Ecuación 1.5,

$$R \sim \frac{1}{M_D} \left(\frac{M_{Pl}}{M_D} \right)^{2/d} \sim 10^{\frac{30}{d}-17} \text{cm} \quad (1.6)$$

se puede observar que el caso $d = 1$ implicaría $R \sim 10^{13}$ cm, *i.e.* el tamaño de la dimensión extra sería del orden del tamaño del sistema solar, por lo que queda claramente excluido. Otras posibilidades son $d = 2$ que implica $R \sim 0.1$ mm, $d = 3$ que implica $R \sim 10^{-7}$ cm, y en general dimensiones superiores que implican valores de R aún más pequeños. En efecto, valores de $d \geq 2$ estarían dentro del rango aceptable, ya que no se han observado desviaciones de la gravedad Newtoniana hasta distancias $r \sim 1$ mm.

Con el Modelo Estándar residiendo en la brana y el campo gravitatorio propagándose libremente dentro de las dimensiones extras, desde el punto de vista de las 4 dimensiones, el gravitón resulta en una torre infinita de estados o modos KK (ver Sección 1.2) con masas $M_k = 2\pi k/R$ con $k = 0, 1, 2, \dots, \infty$ y una separación en masa entre modos pequeña del orden de $1/R$.

El acoplamiento de las partículas del SM con cada uno de los modos KK es del orden de $1/M_{Pl}$, dando lugar a gravitones con una vida media muy larga que escaparían la detección en el caso que se produzcan en el estado final. En el caso del intercambio virtual de gravitones, el acoplamiento total se obtiene sumando sobre un número infinito de estados KK resultando en una interacción efectiva del orden

de $1/M_D$. De esta forma, al ser M_D del orden del TeV, la interacción gravitatoria efectiva es del orden de la interacción electrodébil, dando lugar a una gran variedad de consecuencias testeables en aceleradores.

La producción de gravitones KK dentro del modelo ADD en interacciones hadrónicas, ya sea en forma real o virtual, puede encontrarse en la literatura [30, 31]. A fin de completar la descripción de la sección y facilitar el entendimiento del análisis experimental de esta Tesis, el intercambio virtual de gravitones en eventos con dos fotones en el estado final se detalla brevemente a continuación.

1.2.1.1 Fenomenología : Intercambio Virtual de Gravitones KK

Desde el punto de vista de las 4 dimensiones usuales se pueden obtener las interacciones entre el gravitón de espín 2 y los campos del Modelo Estándar [30, 32, 33] vía un lagrangiano efectivo de interacción de la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{\sqrt{8\pi}}{M_{Pl}} T^{\mu\nu} \sum_k G_{\mu\nu}^{(k)} \quad (1.7)$$

Aquí, $T^{\mu\nu}$ es el tensor usual de energía-impulso en 4 dimensiones y $G^{(k)}$ se corresponde con los modos KK individuales del gravitón. La suma, en principio sobre todos los modos KK, debe cortarse a cierta escala si se quiere mantener la sección eficaz finita. Se impone entonces una escala de *cutoff* ultravioleta o escala efectiva, denotada por M_S , cuyo valor a pesar de estar relacionado con la escala fundamental M_D , puede ser distinto de la misma y dependerá en general de la parte ultravioleta de la teoría.

En interacciones hadrónicas, los pares de fotones se pueden producir ya sea por la aniquilación de quarks ($q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$), o por la fusión de gluones ($gg \rightarrow \gamma\gamma$). La totalidad de los diagramas de Feynman a LO para estos procesos incluyendo la producción dentro del SM y el intercambio virtual de gravitones KK de espín 2 se encuentran en [34]. En la Figura 1.1 sólo se presentan los correspondientes al intercambio virtual de gravitones.

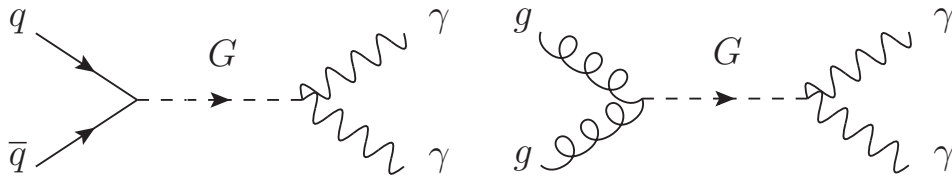


Figura 1.1 Diagramas de Feynman a LO para la producción de un par de fotones vía intercambio virtual de gravitones en colisionadores de hadrones. A la izquierda se muestra la producción vía la aniquilación de quarks mientras que a la derecha la producción vía fusión de gluones.

La sección eficaz de producción para cada uno de los subprocesos tendrá en general tres contribuciones [35]: una proveniente puramente del Modelo Estándar, un término de interferencia proporcional a η y un término de la contribución puramente de las dimensiones extras proporcional a η^2 , donde $\eta = \mathcal{F}/M_S^4$. El valor de \mathcal{F} varía en la literatura, y para el presente trabajo se consideraron los siguientes formalismos:

$$\mathcal{F} = 1 \quad (\text{GRW}) \quad [30] \quad (1.8)$$

$$\mathcal{F} = \begin{cases} \log\left(\frac{M_S^2}{\hat{s}}\right) & d = 2 \\ \frac{2}{d-2} & d > 2 \end{cases} \quad (\text{HLZ}) \quad [32] \quad (1.9)$$

$$\mathcal{F} = \pm \frac{2}{\pi} \quad (\text{Hewett}) \quad [33] \quad (1.10)$$

donde $\sqrt{\hat{s}}$ es la energía del centro de masa del sistema partón-partón interactuante. Se observa que η tiene una dependencia explícita con el número de dimensiones extras sólo para el formalismo de HLZ. Por otro lado, el formalismo de Hewett es el único que admite términos de interferencia negativos.

La producción de dos fotones en el estado final puede entonces parametrizarse como una forma bilineal en η :

$$\sigma_{\text{total}} = \sigma_{SM} + A\eta\sigma_{\text{int}} + B\eta^2\sigma_{ED} \quad (1.11)$$

Esta parametrización será utilizada en el presente trabajo. Los detalles se posponen para el Capítulo 8.

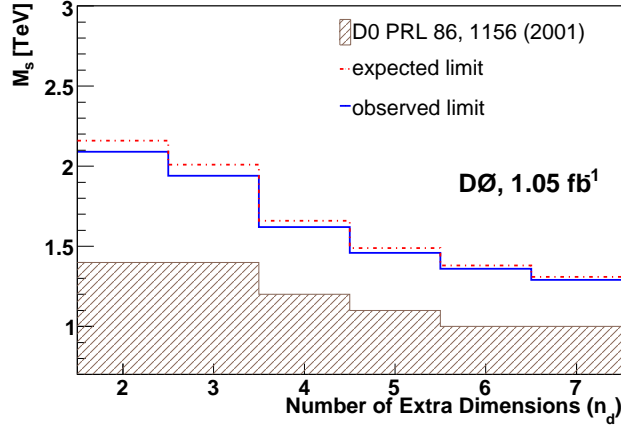
1.2.1.2 Búsquedas Previas

Búsquedas previas del efecto de dimensiones extras grandes han sido llevadas a cabo en diversos colisionadores, incluyendo resultados de HERA en los experimentos H1 [13] (2003) y ZEUS [14] (2004), de LEP en el experimento ALEPH [15] (2006), y otros más recientes del experimento D0 de Tevatron [9, 10] (2009). En ninguna de estas búsquedas se observaron indicios de señales tipo ADD.

Los límites de exclusión más estrictos para estos modelos provienen de los resultados de D0 en el canal combinado $\gamma\gamma/e^+e^-$ [9] y en el canal a dos *jets* [10]. Siendo los resultados entre ambos estudios comparables, se resumen en la Figura 1.2 los límites de exclusión a 95 % CL sobre M_S provenientes de la primera de las publicaciones. Se observan valores entre 1.29 y 2.09 TeV dependiendo del formalismo y el número de dimensiones extras.

Las búsquedas más recientes provenientes de experimentos del LHC se desarrollaron en paralelo al trabajo descrito en esta Tesis, por lo que su discusión se pospone para el Capítulo 8.

Figura 1.2 Límites de exclusión a 95% CL sobre la escala efectiva (M_S) como función del número de dimensiones extras para el formalismo de HLZ, provenientes del estudio del canal combinado $\gamma\gamma/e^+e^-$ en el experimento D0 de Tevatron [9].



1.2.2 El Modelo RS

Los modelos de Randall-Sundrum (RS) [7,8] proponen una interesante y novedosa solución al problema de jerarquía. El resumen que se presenta en esta sección se corresponde con la primera de sus publicaciones [7], el llamado modelo RS1, que se identificará de aquí en más simplemente como el modelo RS.

El modelo RS es un modelo de gravedad de Einstein en un espacio-tiempo de 5 dimensiones con la dimensión extra compactificada en una orbivariiedad S^1/Z_2 . Se introducen dos 3-branas localizadas en los puntos fijos de la orbivariiedad $\phi = 0$ y $\phi = \pi$, donde (R, ϕ) representan las coordenadas polares asociadas al círculo S^1 . El Modelo Estándar se localiza en la segunda de estas branas mientras que el gravitón se propaga en todo el espacio. La métrica que describe esta geometría es:

$$ds^2 = e^{-2\sigma(\phi)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + R^2 d\phi^2 \quad (1.12)$$

Esta métrica es solución de las ecuaciones de Einstein en 5 dimensiones si $\sigma(\phi) = kR|\phi|$, con $0 < |\phi| < \pi$ y k una escala del orden de la escala de Planck, que relaciona la escala fundamental en 5 dimensiones M_D con la constante cosmológica Λ según $\Lambda = -24M_D^3 k^2$.

El lagrangiano efectivo de interacción de la teoría en 4 dimensiones está dado por [36]:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{1}{M_D^{3/2}} T^{\mu\nu}(x) G_{\mu\nu}(x, \phi = \pi) \quad (1.13)$$

donde $T_{\mu\nu}$ es el tensor de energía momento y $G_{\mu\nu}$ se corresponde con los campos del gravitón. Luego de expandir los campos del gravitón en los estados KK, el lagrangiano toma la forma:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{1}{M_{Pl}} T^{\mu\nu}(x) G_{\mu\nu}^0(x) - \frac{1}{\Lambda_\pi} T^{\mu\nu}(x) \sum_{k=1}^{\infty} G_{\mu\nu}^k(x) \quad (1.14)$$

con \overline{M}_{Pl} la masa de Planck reducida. El modo cero, que se acopla de la forma usual en 4 dimensiones con una magnitud del orden de $\sim \overline{M}_{Pl}^{-1}$, es separado de la suma, mientras que el acoplamiento de los restantes modos es del orden de $\Lambda_\pi = e^{-kR\pi} \overline{M}_{Pl}$.

La masa de Planck reducida se relaciona con la correspondiente escala en el espacio de 5 dimensiones de la siguiente manera:

$$\overline{M}_{Pl}^2 = \frac{M_D^3}{k} (1 - e^{-2kR\pi}) \quad (1.15)$$

El problema de jerarquía se soluciona suponiendo que el campo gravitatorio se localiza en la 3-brana $\phi = 0$ y que $kR \sim 12$ ($e^{kR\pi} \sim 10^{16}$). En esta situación, la aparente debilidad de la gravedad viene dada por el factor $1/M_{Pl}$ del acoplamiento del modo cero, mientras que las excitaciones KK sobre la 3-brana localizada en $\phi = \pi$ (brana del Modelo Estándar) se acoplan con un factor del orden de la escala electrodébil $\Lambda_\pi \sim 1$ TeV. La jerarquía observada es generada por el factor geométrico exponencial sin la introducción de nuevas jerarquías ($M_D \sim M_{Pl}$).

La masa de las excitaciones KK del gravitón están dadas por

$$m_G^n = x_n k e^{-kR\pi} = x_n (k/\overline{M}_{Pl}) \Lambda_\pi \quad (1.16)$$

donde x_n son los ceros de las funciones de Bessel de primer orden ($x_n = 3.832, 7.012, 10.173$ para $n = 1, 2, 3$). Se observa que los modos KK en este modelo están bien separados en masa, a diferencia del caso del modelo ADD, lo que genera una serie de señales resonantes accesible en aceleradores. Todas las excitaciones se acoplan con la misma intensidad en el sector visible. Sin embargo, los modos más altos están suprimidos, por lo que en este trabajo sólo se considera el primer modo m_G^1 , que de aquí en más se denominará simplemente m_G (la masa del gravitón).

1.2.2.1 Fenomenología : Estados KK Resonantes

La fenomenología en 4 dimensiones de este modelo puede ser descrita en términos de dos parámetros, k y Λ_π . La curvatura k debe ser chica comparada con M_D para que la métrica sea viable. Esto implica que el cociente k/\overline{M}_{Pl} no debe ser muy grande, restringiéndose el valor del mismo a la región $k/\overline{M}_{Pl} \leq 1$. Implicaciones en el marco de la teoría de cuerdas [36] sugieren el valor del cociente en la región $0.01 \leq k/\overline{M}_{Pl} \leq 0.1$.

La sección eficaz de producción de gravitones RS y su ancho de decaimiento dependen fuertemente del cociente k/\overline{M}_{Pl} , y es por ello que en esta Tesis se consideraron como parámetros independientes a m_G y a k/\overline{M}_{Pl} , que se relacionan según la Ecuación 1.16.

La producción resonante de gravitones RS en el LHC se da a partir de los procesos de aniquilación de quarks y fusión de gluones, siendo el último de estos procesos dominante en el rango de masas bajas ($m_G < 3.5$ TeV) [37] (ver Figura 1.3). Poste-

Figura 1.3 Contribuciones a la producción de gravitones RS de los procesos de fusión de gluones y aniquilación de quarks en el LHC como función de la masa del gravitón [37].

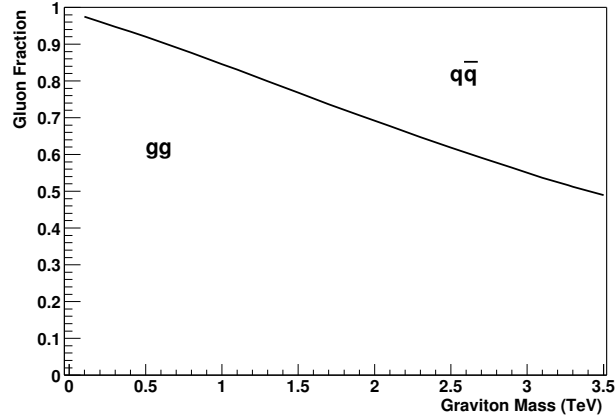
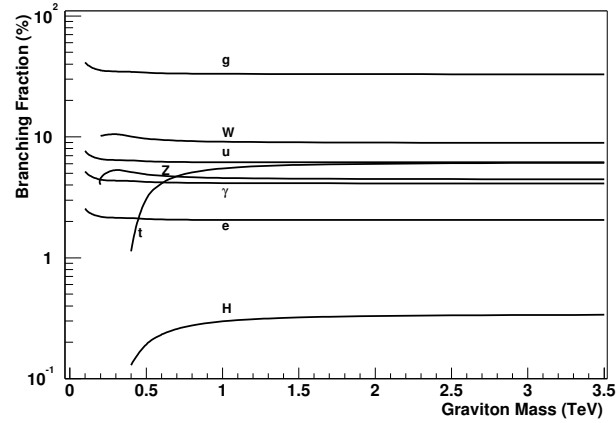


Figura 1.4 Tasa de decaimiento del gravitón RS en pares de partículas del Modelo Estándar [37].



riormente, el gravitón decae en pares de partículas del Modelo Estándar, siendo los decaimientos a pares de gluones o quarks los dominantes, debido a su alta multiplicidad de color, espín y sabor. La tasa de decaimiento en otros canales se detalla en la Figura 1.4 [37]. De relevancia para el presente estudio es la tasa de decaimiento en dos fotones, cuyo valor es el doble del valor correspondiente a cualquiera de los canales a leptones cargados. El canal a dos fotones, objeto de estudio de esta Tesis, es de gran interés debido a la muy buena resolución en energía del detector ATLAS para objetos electromagnéticos muy energéticos. La señal característica consistirá de una resonancia en el espectro de masa de dos fotones en el estado final sobre un fondo suave decreciente proveniente primordialmente de los procesos de producción directa de dos fotones en el estado final y con una menor contribución del fondo de QCD, todos procesos del Modelo Estándar.

1.2.2.2 Búsquedas Previas

Búsquedas previas de la existencia de dimensiones extras en la forma propuesta por el modelo RS se han llevado a cabo en los experimentos D0 y CDF de Tevatron. En ninguna de ellas se ha encontrado indicio alguno de estas señales en el rango de

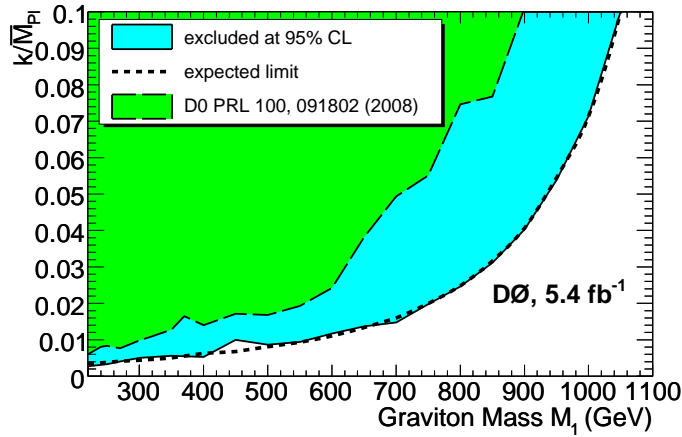


Figura 1.5 Límites de exclusión a 95% CL en la producción de gravitones RS en el plano $(m_G, k/\overline{M}_{Pl})$, obtenidos por el experimento D0 de Tevatron [11] (2010).

energías disponible.

Los resultados más contemporáneos del experimento D0 de Tevatron en el canal combinado $\gamma\gamma/e^+e^-$ [11] datan de mediados del 2010 e imponen cotas inferiores a 95% CL en la masa del gravitón para la región entre 560 y 1050 GeV para un valor de k/\overline{M}_{Pl} entre 0.01 y 0.1. Se muestra en la Figura 1.5 la región de exclusión completa en el plano $(m_G, k/\overline{M}_{Pl})$.

Resultados recientes del experimento CDF [12] (2011) en la combinación del canal a dos fotones con los canales a leptones cargados (e^+e^- y $\mu^+\mu^-$), se asemejan a los mencionados de D0 y amplían la región de exclusión en un 4% para valores altos de k/\overline{M}_{Pl} .

Los resultados más recientes provenientes de los experimentos del LHC obtenidos en paralelo al trabajo descrito en esta Tesis, se discuten en el Capítulo 8.

BÚSQUEDA DE NUEVA FÍSICA: ANÁLISIS ESTADÍSTICO

El presente capítulo contempla los conceptos básicos necesarios para el correcto entendimiento del tratamiento estadístico de los datos. Si bien el enfoque está orientado a la búsqueda de señales nuevas en física de altas energías, muchos de los conceptos aquí definidos son de carácter general y aplicables en otros campos. No obstante, no pretende ser una presentación exhaustiva del tema, sino una serie de enunciados que permiten definir en forma precisa los conceptos claves que se aplican en esta Tesis desde el punto de vista de la estadística, y determinar además, la notación que será utilizada durante el trabajo.

La física de altas energías se encuentra constantemente con el problema de inferir qué modelo físico describe correctamente los datos observados. La decisión de aceptar un modelo nuevo (descubrimiento) o rechazar el mismo (exclusión) puede determinarse de diferentes maneras, aunque se espera que todos los enfoques lleguen a la misma conclusión.

En general, y es el caso del estudio particular de esta Tesis, existe un modelo físico ya establecido (hipótesis nula) y lo que se buscan son señales de nueva física (hipótesis alternativas) que surgen en combinación con el mismo. Mediante el uso de tests estadísticos es posible comparar los datos con una dada hipótesis y en tal caso, declarar descubrimiento cuando la probabilidad de obtener los datos observados bajo la hipótesis nula es muy pequeña (*i.e.* $P \leq 2.87 \times 10^{-7}$). Esta forma de atacar el problema se describe en la Sección 2.1, donde luego de introducir algunos conceptos relevantes tales como la significancia estadística y el *look elsewhere effect* (LEE), se presenta un test estadístico (BUMPHUNTER) de particular utilidad para el caso de búsqueda de resonancias. Por otro lado, la hipótesis nula puede compararse con hipótesis alternativas. La contrastación de hipótesis permite no sólo inferir un

descubrimiento, sino también, imponer límites a la producción de señales. Este tratamiento se discute en la Sección 2.2 donde se incluye una descripción detallada del enfoque Bayesiano.

2.1 Test de Hipótesis

Existen diversos tests estadísticos que permiten evaluar la compatibilidad de cierto conjunto de datos experimentales con una hipótesis específica, a los que se denomina comúnmente como test de la "bondad del ajuste" (GoF). Entre los más conocidos se encuentran el test χ^2 de Pearson y el de Kolmogorov-Smirnov.

En cualquiera de los tests de este tipo, se parte de un cierto conjunto de datos D y una hipótesis (modelo físico) denominada usualmente hipótesis nula (H_0). Si bien H_0 puede ser cualquier hipótesis, suele elegirse a la misma como aquella que representa el modelo ya establecido (Modelo Estándar), de forma que de encontrar una inconsistencia de los datos con la misma, pueda establecerse el descubrimiento de nueva física. A partir de aquí, serán necesarios nuevos tests sobre los modelos alternativos que permitan identificar cual de ellos describe correctamente la observación. Nótese que este tipo de test, a diferencia de los tests de comparación de hipótesis que serán descritos en la Sección 2.2, hacen uso sólo de H_0 y los datos observados D y por lo tanto, son completamente independientes de cualquier hipótesis alternativa (modelo de nueva física).

En los test de tipo GoF, la diferencia entre la hipótesis nula y los datos se cuantifica por un número, llamado test estadístico o simplemente test, y se denota por $t(H_0, D)$. Un test estadístico puede en general ser una función cualquiera de H_0 y D , sin embargo, resulta muy conveniente elegir funciones que crezcan a medida que la discrepancia entre H_0 y D aumenta. Definiendo el valor- p como la probabilidad de encontrar una desviación igual o mayor que la observada en datos bajo la suposición que H_0 describe el sistema físico, el valor- p se obtiene como:

$$\text{valor} - p = P(t > t_D | H_0) \quad (2.1)$$

donde t es una variable aleatoria que depende de las fluctuaciones estadísticas de los datos en torno de H_0 y t_D es el valor del test estadístico que surge de comparar D con H_0 . Si la densidad de probabilidad de t bajo la suposición de H_0 ($\rho(t|H_0)$) es conocida analíticamente, el valor- p será simplemente $\int_{t_D}^{\infty} \rho(t|H_0) dt$. Sin embargo, en la mayoría de los casos $\rho(t|H_0)$ es obtenida a partir de pseudo-experimentos comparando, mediante el test estadístico, los pseudo-datos generados a partir de H_0 , con H_0 . En estos casos el valor- p será calculado mediante la integración numérica sobre la distribución obtenida de los pseudo-experimentos, y por lo tanto la precisión estará determinada por la cantidad disponible de estos últimos.

Si se supone que un descubrimiento es declarado cuando $\text{valor-}p \leq \alpha$ con $\alpha \in [0, 1]$,

tendremos que la probabilidad de rechazar erróneamente H_0 es α , consecuentemente, puede interpretarse el valor- p como la probabilidad de un descubrimiento falso, también conocida como “Error de tipo I”.

2.1.1 Significancia Estadística

El valor- p cubre varios ordenes de magnitud. Resulta conveniente trasladar el valor- p al valor- z (significancia) que mide la desviación a la derecha de una distribución Gaussiana en unidades de desviación estándar que se corresponde con el mismo valor- p . Las dos cantidades se relacionan por la siguiente expresión:

$$\text{valor} - p = \int_{\text{valor}-z}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2}} dx \quad (2.2)$$

Un valor- $z \geq 0$ corresponde a un valor- $p \leq 0.5$, mientras que valores negativos del valor- z corresponden a valores- $p > 0.5$. Desviaciones significativas están caracterizadas por valores- p muy pequeños ($< 10^{-3}$) correspondientes a valores- z mayores que tres. La convención para declarar descubrimientos en física de altas energías es tomar valores- $p \leq 2.87 \times 10^{-7}$ equivalentes a una significancia mayor o igual a 5σ . Por otro lado, valores- z entre una y dos unidades representan fluctuaciones estadísticas comunes y por lo tanto son en general poco relevantes.

2.1.1.1 Valor- p para la Distribución de Poisson

El cálculo del valor- p depende la distribución estadística que siguen los datos. Para el caso del llenado de histogramas donde cada *bin* representa el conteo de un cierto tipo de eventos, los *bines* individuales seguirán una distribución de Poisson. Si $B \in \mathbb{R}$ es el número esperado de eventos en un *bin* según H_0 , la probabilidad de Poisson de observar $D \in \mathbb{N}$ eventos está dada por:

$$P(D|B) = \frac{B^D}{D!} e^{-B} \quad (2.3)$$

De esta manera, el valor- p para la distribución de Poisson se obtiene como:

$$\text{valor} - p = \begin{cases} \sum_{n=D}^{\infty} \frac{B^n}{n!} e^{-B} = 1 - \sum_{n=0}^{D-1} \frac{B^n}{n!} e^{-B} & D > B \\ \sum_{n=0}^D \frac{B^n}{n!} e^{-B} & D \leq B \end{cases} \quad (2.4)$$

que puede simplificarse utilizando la siguiente identidad:

$$\sum_{n=0}^{D-1} \frac{B^n}{n!} e^{-B} = \frac{\Gamma(D, B)}{\Gamma(D)} \quad (2.5)$$

donde,

$$\Gamma(D, B) = \int_B^\infty t^{D-1} e^{-t} dt \quad (2.6)$$

$$\Gamma(D) = \int_0^\infty t^{D-1} e^{-t} dt \quad (2.7)$$

son las bien conocidas funciones *Gamma*.

2.1.1.2 Visualización para $m_{\gamma\gamma}$

Como se discutirá en el capítulo de análisis y resultados (Capítulo 8) de esta Tesis, resulta de interés para este estudio la identificación de posibles excesos o déficits localizados en la distribución observada de masa invariante de dos fotones respecto de la predicha, indicios de la presencia de nueva física. Haciendo uso de [38], se utilizó la siguiente convención para la visualización de la significancia estadística en un *bin*:

- ⊙ Valores- p mayores a 0.5 son truncados a 0. Esta medida se justifica por el hecho que este tipo de desviaciones carecen de interés, y más aún, la omisión de las mismas permite identificar rápidamente aquellas desviaciones realmente importantes.
- ⊙ Si $D > B$ la significancia se define positiva, en cambio, si $D < B$ la significancia se define negativa. El signo permite distinguir excesos de déficits.

2.1.2 *Look Elsewhere Effect* (LEE)

Generalmente, y tal es el caso de esta Tesis, la ubicación de la señal de nueva física no se conoce *a priori* sino que se dispone de un cierto intervalo de búsqueda, determinado generalmente por los parámetros del modelo. Así, un exceso puede aparecer indistintamente en cualquier parte de esta región y ser considerado como una señal. Este hecho, conocido como "look elsewhere effect" (LEE), debe ser tenido en cuenta a la hora de calcular la significancia si se desea cuantificar la misma en forma precisa. Es evidente que a mayor tamaño de la región y mayor número de comparaciones (*bines*) la chance de aparición de una fluctuación grande se incrementa. Para el caso de búsquedas con múltiples *bines* el LEE se manifiesta claramente, tal como se refleja en el siguiente ejemplo:

Se considera una búsqueda de N *bines* donde cada uno de estos tiene asociado un test estadístico (no necesariamente el mismo). Independientemente de lo diferente que puede ser el resultado de cada test, cada uno tiene asociado un valor observado ($t_{i,D}$) y un valor- p_i . Si H_0 es verdadero y dado que los N tests

son independientes, la probabilidad que al menos uno de los test retorne un valor- $p_i \leq \alpha$ es

$$P(\text{al menos un valor-}p \leq \alpha) = 1 - \prod_{i=1}^N P(\text{valor} - p_i > \alpha) = 1 - (1 - \alpha)^N,$$

Nótese que al utilizar N tests, la probabilidad de falso descubrimiento no es α sino $1 - (1 - \alpha)^N$ y resulta entonces incorrecto utilizar el menor de los valores- p como el error de tipo I.

Es conveniente utilizar tests estadísticos que consideren todos o la mayoría de los *bines* en pie de igualdad. Se denomina a esta clase de test estadísticos hipertests [39] y se corresponden con la unión de varios test, donde el resultado del hipertest estadístico es el valor- p de algún otro test, proveniente de un conjunto definido previamente. Siguiendo con el ejemplo anterior, utilizando un hipertest donde los N bins están correlacionados se tiene

$$P(\text{al menos un valor} - p \leq \alpha) = \alpha = (1 - (1 - \alpha))$$

y así se recupera la definición de α como el error de tipo I. Consecuentemente, mediante la utilización de hipertests la inclusión del LEE en el cálculo de la significancia de un exceso queda garantizada.

2.1.3 *The* BUMPHUNTER

No es trivial la definición del conjunto óptimo de tests estadísticos a utilizar para formar un hipertest, sino que la elección depende del tipo de señal a la que se desea ser sensible. Para el presente trabajo en el que la señal se manifiesta como un exceso localizado por encima del fondo en la distribución de masa invariante de dos fotones, se utilizó el BUMPHUNTER [39]. Siguiendo el lenguaje de la sección anterior, el BUMPHUNTER es un hipertest que combina tests estadísticos sensibles a la presencia de resonancias de ancho y posición variable en la distribución de $m_{\gamma\gamma}$, y que incluye el LEE en el cálculo de la significancia.

La idea básica de este test es escanear la distribución donde pueda manifestarse el exceso, en este caso $m_{\gamma\gamma}$, en ventanas de ancho progresivamente mayor, para luego identificar aquella con el exceso más significativo de datos por sobre el fondo del Modelo Estándar. Cada ventana está determinada por una región central (C) y regiones vecinas a ambos lados (L, R). El tamaño de estas regiones se mide en cantidad de bins y el rango de variación en el proceso de escaneo puede variar según la configuración deseada. En la configuración por defecto utilizada en este trabajo, se permite a C variar desde 1 a $N/2$, con N el número total de *bines*, mientras que L, R hacen lo propio desde 1 a $C/2$.

A partir del número de eventos esperado ($b_{\{C,L,R\}}$) y observado ($d_{\{C,L,R\}}$) en cada una de estas regiones se forman los tests estadísticos locales orientados a detectar la presencia de resonancias. El test estadístico en cada región debe ser sólo una función cualquiera $t \geq 0$ que aumente a medida que la discrepancia entre d_C y b_C aumente (e.g. $(d_C - b_C)^2$) y se define como 0 para aquellas regiones en las que, o bien no hay excesos ($d_C < b_C$), o en las regiones laterales no hay un buen acuerdo entre la observación y la predicción ($P(d_{L,R}|b_{L,R}) < 10^{-3}$). Es interesante observar que el valor- p de cada región central no es más que el proveniente de la distribución de Poisson, descrito en 2.1.1.1, y por lo tanto es calculable directamente a partir b_C y d_C , sin necesidad de t .

El algoritmo consiste entonces, en mover sistemáticamente la región central en un cierto número de *bines*, y para cada región, calcular el valor- p de cada test estadístico local tal como se describió anteriormente. Luego, se varía el ancho de cada región y se repite nuevamente el mismo procedimiento. Finalmente, el test estadístico BUMPHUNTER se calcula como

$$t_{BH} = -\log(\text{valor-}p^{\min})$$

donde $\text{valor-}p^{\min}$ es el menor de los valores- p provenientes de todos los pasos anteriores.

Mediante estudios de simulaciones, está demostrado que el BUMPHUNTER es mucho más efectivo a la hora de identificar resonancias que otros tests de hipótesis tales como el χ^2 de Pearson o el Kolmogorov-Smirnov. Para excesos pequeños, test tales como el *likelihood ratio* tienen mejor respuesta, sin embargo los mismos hacen uso de conocimiento previos sobre la señal que se está buscando. Este tipo de test, que involucran dos hipótesis alternativas será el objeto de estudio de la siguiente sección.

2.2 Contrastación de Hipótesis

Otro camino posible para efectuar la decisión sobre qué modelo físico explica los datos observados, es el de la comparación de dos hipótesis alternativas, sugerido por Neyman y Pearson (en el caso que sólo la hipótesis nula sea de interés, la alternativa puede considerarse como la negación de H_0). Mediante este procedimiento, o bien se puede refutar H_0 en favor de cierta hipótesis H_1 , o bien se puede aceptar H_0 e imponer límites en la producción de H_1 .

Para el caso de búsqueda de física más allá del Modelo Estándar, es común definir el parámetro μ como medida del contenido de señal presente, es decir:

H_0 : Ausencia de señal (Modelo Estándar)

H_μ : Presencia de señal con intensidad μ junto con el Modelo Estándar.

Así, el problema pasa por la determinación del intervalo de confianza de μ y puede abarcarse de diferentes maneras, no existiendo *a priori* un tratamiento mejor que otro. El acuerdo de los resultados obtenidos por más de un método dará una mayor confianza en la conclusión final, mientras que en caso de discrepancias se deberá estudiar en los detalles las posibles fuentes de error en el tratamiento del problema. Los tratamientos más comunes son el frecuentista, vía PCL [40, 41] o CL_S [42], y el Bayesiano. Este último es el utilizado en esta Tesis y se da a continuación una breve descripción del mismo.

2.2.1 Tratamiento Bayesiano : Generalidades

En el contexto de la estadística Bayesiana, las evidencias u observaciones se utilizan para actualizar o inferir la probabilidad de que una dada hipótesis sea cierta, y es por ello que suele interpretarse a la probabilidad Bayesiana como subjetiva, o como una medida de credibilidad sobre la veracidad de cierta hipótesis.

$P(H)$ = medida de la credibilidad que la hipótesis H es verdadera

El empleo de probabilidades subjetivas está directamente relacionado con el teorema de Bayes y es la base de la estadística Bayesiana. El enunciado de que cierta medida dará un cierto resultado una fracción dada de veces puede ser visto como una hipótesis, y entonces el concepto de probabilidad subjetiva abarca también la interpretación de la probabilidad como una frecuencia relativa (tratamiento frecuentista).

Si se considera que la hipótesis H representa una cierta teoría, según el teorema de Bayes se tiene:

$$P(\text{teoría} \mid \text{datos}) = \frac{P(\text{datos} \mid \text{teoría}) \cdot P(\text{teoría})}{P(\text{datos})} \quad (2.8)$$

Aquí, $P(\text{teoría})$ representa la probabilidad *a priori* que la teoría sea verdadera, mientras que $P(\text{datos} \mid \text{teoría})$, o el *likelihood* (\mathcal{L}), es la probabilidad de observar los datos finalmente encontrados bajo la hipótesis de esta teoría. La probabilidad *a priori* para los datos está dada por $P(\text{datos})$ e implica una suma sobre todas las hipótesis posibles. La probabilidad *a posteriori* de que la teoría sea correcta luego de ver el resultado del experimento está dada por $P(\text{teoría} \mid \text{datos})$.

Una teoría o modelo físico estará en general descripta por un conjunto de parámetros $\vec{\lambda}$. Sin embargo, las predicciones de un modelo no pueden ser directamente comparadas con los datos a menos que los efectos experimentales se introduzcan en el tratamiento. El modelado de las condiciones experimentales suele introducirse mediante la adición de parámetros extras $\vec{\theta}$, llamados parámetros *nuisance*. Estos parámetros carecen de interés físico y son completamente independientes (no correlacionados) respecto de los parámetros físicos del modelo. Volviendo a la notación

de arriba, se puede escribir:

$$\begin{array}{ccc}
 P(\text{teoría}) & \xrightarrow{\vec{\lambda}} & P(\vec{\lambda}, H) \\
 & \text{parámetros} & \\
 & \text{físicos} & \\
 & & \xrightarrow{\vec{\theta}} \\
 & & P(\vec{\lambda}, \vec{\theta}, H) = P(\vec{\lambda}, H) \cdot P(\vec{\theta}) \\
 & & \text{parámetros} \\
 & & \textit{nuisance}
 \end{array}$$

donde en el último paso se observa la factorización de la probabilidad respecto de los parámetros físicos del modelo y los parámetros *nuisance* dado que unos y otros no están correlacionados entre sí.

Si se representa el conjunto observado de datos como \vec{D} , y se reemplaza $P(\text{datos} | \text{teoría})$ por la función *likelihood*, la Ecuación 2.8 puede ser escrita como:

$$P(\vec{\lambda}, \vec{\theta}, H | \vec{D}) = \frac{\mathcal{L}(\vec{D} | \vec{\lambda}, \vec{\theta}, H) \cdot P(\vec{\lambda}, H) \cdot P(\vec{\theta})}{P(\vec{D})} \quad (2.9)$$

En el caso en el que se desea estimar el valor o intervalo de cierto parámetro, el modelo físico H se mantiene fijo y la Ecuación 2.9 se reescribe como:

$$P(\vec{\lambda}, \vec{\theta} | \vec{D}, H) = \frac{\mathcal{L}(\vec{D} | \vec{\lambda}, \vec{\theta}, H) \cdot P(\vec{\lambda} | H) \cdot P(\vec{\theta})}{\int \mathcal{L}(D | \vec{\lambda}, \vec{\theta}, H) \cdot P(\vec{\lambda} | H) \cdot P(\vec{\theta}) d\vec{\lambda} d\vec{\theta}} \quad (2.10)$$

donde se ha introducido en el denominador el correcto factor de normalización que viene de integrar el *likelihood* sobre todos los valores posibles de $\vec{\lambda}$ y $\vec{\theta}$. Nótese que la función densidad de probabilidad (pdf) *a posteriori* contiene toda la información que se desea obtener, y el problema se reduce a definir las cantidades de interés. Por otro lado, las pdf *a priori* para cada uno de los parámetros deben ser definidas por el analista y deberán incluir cualquier preconcepto respecto del posible valor de los parámetros. Distribuciones uniformes son, por razones computacionales, de preferencia en el caso que no se desee incluir información relevante previa sobre el modelo. La elección de la pdf *a priori* para un problema dado es un tema complejo en sí mismo y de continua discusión en la comunidad. Para una mayor comprensión del tema se recomienda la lectura de [43].

Usualmente no toda la función densidad de probabilidad *a posteriori* $P(\vec{\lambda}, \vec{\theta}, H | D)$ es de interés sino sólo la probabilidad para uno o algunos parámetros. Estas distribuciones se obtienen vía la marginalización, *i.e.* si el parámetro de interés es λ_k se tiene:

$$P(\lambda_k | D, H) = \int \mathcal{L}(D | \vec{\lambda}, \vec{\theta}, H) \cdot P(\vec{\lambda}, H) \cdot P(\vec{\theta}) d\vec{\lambda}_{i \neq k} d\vec{\theta} \quad (2.11)$$

2.2.1.1 *Bayesian Analysis Toolkit*

El paquete de análisis *Bayesian Analysis Toolkit* (BAT) fue utilizado para la obtención de los resultados. BAT es un *software* basado en C++, y está integrado a ROOT. Las pdf *a posteriori* son calculadas utilizando *Markov Chain Monte Carlo*. Para más detalles, ver [\[44\]](#).

3

EL DETECTOR ATLAS EN EL LHC

El dispositivo experimental utilizado para la realización de esta Tesis constituye uno de los proyectos más ambiciosos en la historia de la ciencia. A partir de las colisiones entre protones provistas por el Gran Colisionador de Hadrones a energías nunca antes alcanzadas en el laboratorio, y la detección de las partículas resultantes de la interacción por parte del detector ATLAS, es que se realizó el trabajo de Tesis aquí presentado.

La primer parte de este capítulo, Sección 3.1, comienza con una descripción breve del acelerador e incluye un resumen de su funcionamiento durante el año 2011. Luego, en la Sección 3.2, se describe el detector ATLAS junto con todos los subcomponentes más relevantes para la detección e identificación de partículas, con especial hincapié en los fotones. Se describe también el sistema de *Trigger*, crucial para la selección eficiente de los datos de interés. La parte final de esta sección presenta un resumen del funcionamiento de ATLAS en la toma de datos durante el año 2011, donde se colectaron datos correspondientes a una luminosidad de 5.2 fb^{-1} , con una eficiencia mayor al 93 %.

3.1 El Gran Colisionador de Hadrones

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC, *Large Hadron Collider*) [1] es un acelerador de partículas ubicado a 100 m de profundidad sobre el laboratorio CERN (*Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire*) en las cercanías de la ciudad de Ginebra (Suiza). Se encuentra instalado dentro del túnel construido previamente para el acelerador electrón-positrón (LEP), y sobre sus 26.7 kilómetros de extensión se ubican 4 detectores principales: dos detectores multipropósito, ATLAS [2] y

CMS [45], y dos detectores más específicos, ALICE [46] y LHCb [47]. La disposición de los detectores dentro del acelerador se muestra en la Figura 3.1.

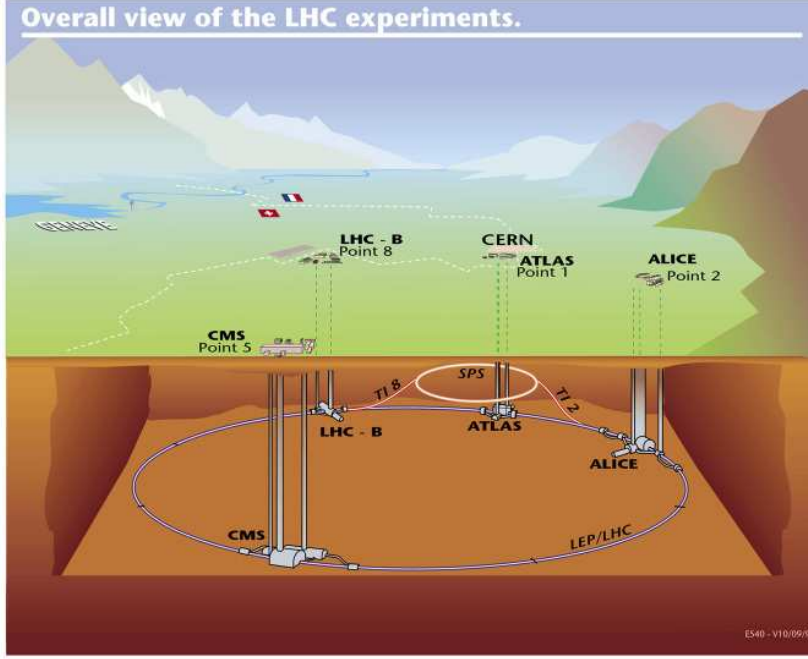


Figura 3.1 Esquema de la ubicación del LHC y sus experimentos.

Los parámetros principales que definen el potencial físico de un acelerador son la energía del centro de masa (\sqrt{s}) y la luminosidad instantánea. El primero mide la cantidad total de energía del sistema protón-protón en el punto de interacción desde el sistema de laboratorio. El segundo afecta el número de interacciones por unidad de tiempo, y para el caso de colisiones protón-protón se define como:

$$\mathcal{L} = \frac{f_{rev} n_b N_1 N_2}{A} \quad (3.1)$$

donde f_{rev} es la frecuencia de revolución del haz, n_b es el número de paquetes de protones (*bunches*) en el haz, y N_i es el número de protones en cada paquete. El parámetro A mide el área transversal del haz en el punto de la colisión, y depende del esparcimiento longitudinal y lateral del paquete de protones. Se define como:

$$A = \frac{4\pi\epsilon_n\beta^*}{\gamma_r F} \quad (3.2)$$

con ϵ_n la emitancia transversal normalizada, β^* la función beta en el punto de interacción, γ_r el factor gamma de Lorentz y F un factor que tiene en cuenta que los haces no chocan de frente sino con un cierto ángulo.

EL LHC está diseñado para funcionar como colisionador protón-protón con una energía del centro de masa de 14 TeV y una luminosidad de hasta $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. El

mismo puede también operar como colisionador de iones pesados (plomo) a energías de 5.5 TeV por par de nucleones, con una luminosidad pico de hasta $10^{27} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

3.1.1 Diseño

Para el proceso de aceleración y generación de la órbita circular, el LHC hace uso de 1232 dipolos magnéticos superconductores enfriados a 1.9 °K que generan un campo magnético de 8.4 T y operan a una corriente de 11.85 kA. El sistema de focalización de los haces consiste de 392 cuadrupolos magnéticos que generan campos magnéticos de 6.8 T. Los haces circulan en direcciones opuestas en cavidades separadas de ultra alto vacío a una presión de 10^{-10} torr. La figura 3.2 muestra un diagrama esquemático del corte transversal de los dipolos magnéticos del LHC.

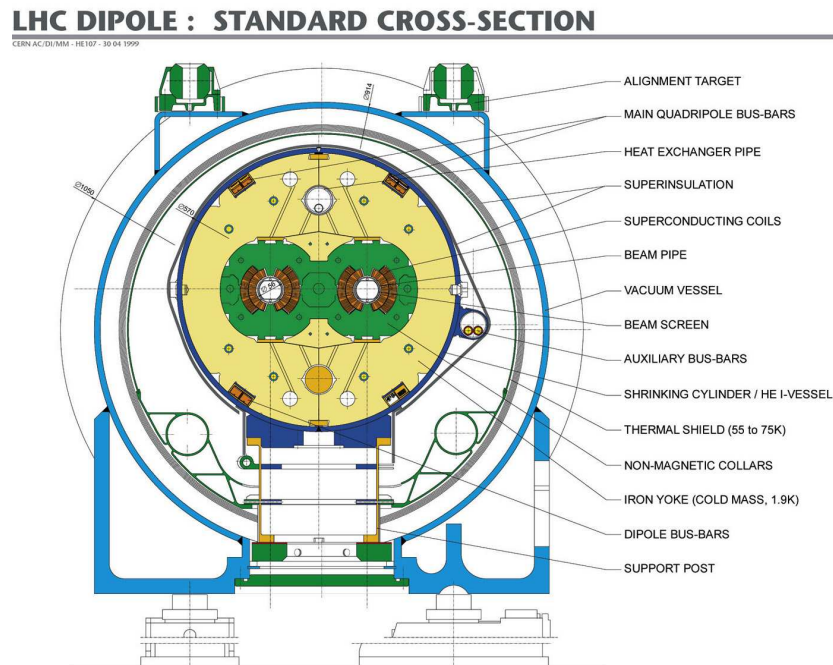


Figura 3.2 Esquema del corte transversal del sistema de dipolos del LHC.

Los protones son acelerados en diferentes etapas, culminando el proceso de inyección dentro del LHC con una energía por haz de 450 GeV. Los protones se inyectan en paquetes (*bunches*), cada paquete con un tamaño máximo de hasta 1.5×10^{11} protones (N_i). Se pueden almacenar hasta 3564 paquetes en cada anillo, aunque en la práctica no todos los paquetes son llenados y el número efectivo de paquetes es 2808 (n_b). La frecuencia de la órbita de cada paquete es de 11 kHz (f_{rev}), y los paquetes se encuentran en los puntos de interacción (*bunch-crossing*) con una frecuencia de 40.08 MHz.

Con el LHC operando en sus condiciones de diseño, se esperan alrededor de 20 interacciones protón-protón por *bunch crossing*, aunque se espera que sólo una de

ellas de lugar a una interacción dura (Q^2 grande). A las restantes interacciones protón-protón que acompañan a una interacción dura en el cruce de dos paquetes se las denomina *in-time pileup*, y típicamente contribuirán con energía uniforme a lo largo del detector. Es importante diferenciar el *in-time pileup* del evento subyacente (*underlying event*), que se refiere a las interacciones adicionales entre los partones dentro de los protones que dan lugar a la interacción dura. Dada la muy corta separación en tiempo entre los paquetes, 25 ns de diseño, la respuesta del detector en un dado *bunch crossing* puede estar influenciada por efectos residuales de colisiones anteriores. Este efecto es conocido como *out-of-time pileup*.

3.1.2 Operación del LHC en el 2011

El funcionamiento del LHC durante el año 2011 ha sido más que óptimo, superando todas las expectativas previas incluso para los propios operarios. El LHC ha colisionado protones a una energía de centro de masa de 7 TeV (la mitad del valor nominal), suministrando una luminosidad integrada de 5.6 fb^{-1} para ATLAS y CMS, mientras que 1.2 fb^{-1} y 5 pb^{-1} fueron suministrados a LHCb y ALICE respectivamente. La luminosidad integrada suministrada por el LHC para cada experimento como función del tiempo se detalla en la Figura 3.3.

Los principales parámetros del acelerador sobre el final de la toma de datos del 2011, cuando la luminosidad instantánea alcanzó su valor máximo, se muestran en la Tabla 3.1 junto con los valores a finales del 2010 y los nominales para las colisiones a $\sqrt{s}=14$ TeV. El ángulo de cruce entre los haces en ATLAS y CMS fue de 120 micro radianes, suficientemente pequeño como para limitar efectos de largo alcance provenientes del cruce de haces en el régimen de espaciamiento entre paquetes de 50 ns. Más información sobre el funcionamiento del LHC durante el 2011 puede encontrarse en [48].

Parámetro	2010	2011	Nominal
N [10^{11} p/b]	1.2	1.5	1.15
n_b	368	1380	2808
Tiempo entre paquetes [ns]	150	50	25
ϵ [$\mu\text{m rad}$]	2.4 - 4	1.9 - 2.3	3.75
β^* [m]	3.5	1	0.55
\mathcal{L} [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	3.6×10^{33}	2×10^{32}	10^{34}
Energía Almacenada [MJ]	28	110	360

Tabla 3.1 Parámetros principales del LHC durante la toma de datos de finales del 2010, finales del 2011 y los valores nominales para el régimen de colisiones a $\sqrt{s}=14$ TeV.

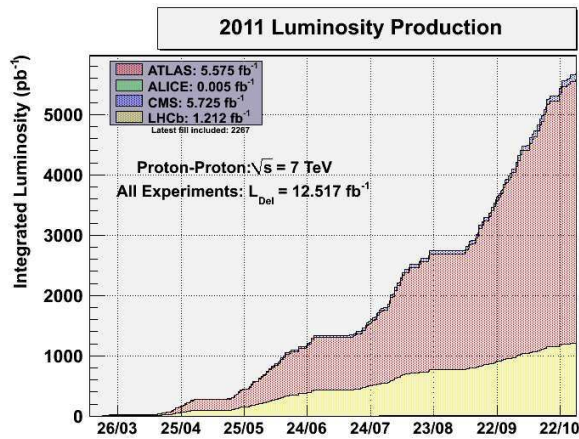


Figura 3.3 Luminosidad integrada provista por el LHC a los distintos experimentos como función de las semanas transcurridas durante el año 2011.

3.2 ATLAS

ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) [2] es un detector de partículas multipropósito del LHC diseñado, construido y optimizado para estudiar las colisiones protón-protón a una energía de centro de masa nunca antes alcanzada por otros aceleradores. Con un tamaño total de 45 m de largo, 25 m de ancho y más de 25 m de alto, y un peso de aproximadamente 7000 toneladas, constituye el detector de partículas más grande jamás construido por la humanidad.

ATLAS posee un diseño en capas, con subdetectores que cumplen diferentes roles en la identificación de las partículas. Desde el punto de colisión hacia afuera ATLAS se compone de un detector de trazas subdividido a su vez en un detector de píxeles, un detector de bandas de silicio (SCT) y un detector de radiación de transición (TRT). Envuelto el detector de trazas se encuentra un solenoide superconductor que genera un campo magnético de ~ 2 Tesla para que las partículas cargadas curven su trayectoria. A continuación están ubicados los calorímetros: el calorímetro electromagnético encargado de la medición de la energía cinética de electrones y fotones, y posteriormente el calorímetro hadrónico donde típicamente depositarán su energía los *jets*¹ de hadrones. En la capa más externa se encuentra el espectrómetro de muones, cuya superficie total es equivalente a 12000 m². Intercalado con este se encuentra el sistema de toroides, que genera un campo magnético que curva la trayectoria de los muones hacia el final de su pasaje por el detector. El esquema general del detector se muestra en la figura 3.4, donde se señalan los componentes principales.

El sistema de coordenadas utilizado por ATLAS tiene su origen en el punto nominal de interacción entre los protones. La dirección del haz determina el eje z , con el sentido positivo dado por la circulación del haz en sentido anti-horario. El

¹Un *jet* de hadrones o simplemente *jet* es un haz colimado de partículas que surge de la hadronización de un quark o un gluon.

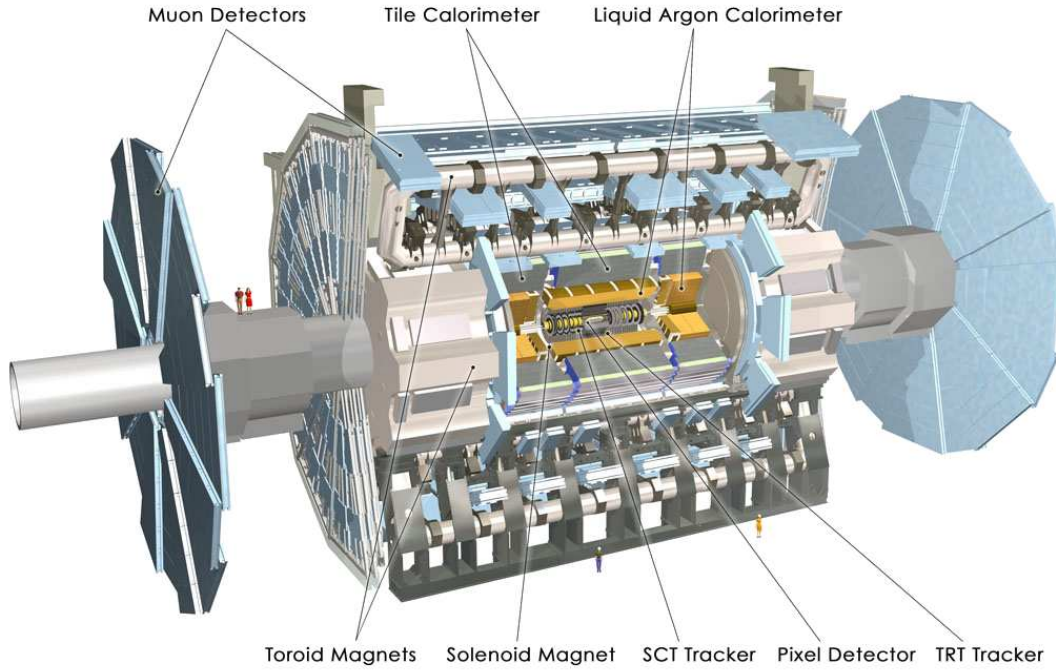


Figura 3.4 Esquema del detector ATLAS.

plano $x - y$ yace perpendicular al eje z , con los valores de x positivos apuntando al centro del anillo. Se eligió un sistema de coordenadas *right-handed* por lo que el eje positivo de la coordenada y apunta hacia afuera del centro de la Tierra. El detector ATLAS es por diseño simétrico sobre el plano $x - y$ en la posición $z = 0$. Suele identificarse a la porción del detector correspondiente a valores de $z > 0$ como lado A, mientras que el correspondiente a $z < 0$, lado C. Se identifican también dos regiones geométricas bien definidas dentro del detector: el barril (*barrel*), donde los subdetectores yacen en cilindros concéntricos, y las tapas (*endcap*), donde los subdetectores se ubican como discos consecutivos.

Las coordenadas polares son típicamente utilizadas para describir los componentes del detector y la trayectoria de las partículas a través de los mismos. El radio R se define como la distancia perpendicular al eje z , el ángulo azimutal ϕ se define alrededor del eje z , y el ángulo polar θ se define hacia afuera del eje z . Se define la rapidez (y):

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (3.3)$$

donde E representa la energía del objeto y p_z el momento a lo largo del eje z , invariante bajo “boosts” de Lorentz en z . Para el caso de objetos no masivos, o en el límite ultrarelativista, la rapidez es equivalente a la pseudo rapidez (η), definida como:

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

Dado que la pseudo-rapidez se define sólo en términos de θ , tiene una interpretación bien definida e independiente de la masa en el sistema de laboratorio, por lo que es la preferida a la hora de la descripción del detector. Un valor de $\eta = 0$ se corresponde con $\theta = 90^\circ$, mientras que $\eta = 5$ es equivalente a $\theta = 0.8^\circ$. En el plano $\eta - \phi$, las superficies cilíndricas del detector aparecen como hojas planas.

En las interacciones protón-protón, los partones constituyentes, que poseen una fracción incierta del momento del protón, intercambiarán momento en la interacción dura, pero otra parte escapará del detector en la dirección del haz. Por ello, resulta dificultoso el uso de la conservación del momento total para condicionar la cinemática de un dado evento. Sin embargo, ya que los protones se aproximan unos a otros con trayectorias paralelas al haz, el momento es conservado en la dirección transversa al eje z . Por ello, se utilizan las componentes trasversales para la descripción de la cinemática de un evento, o dicho de otra forma, las coordenadas usuales E_X, E_Y, E_Z se reemplazan por η, ϕ, E_T , con $E_T = E \sin \theta$.

A continuación se describen brevemente cada uno de los subdetectores de ATLAS, con particular importancia a aquellos subsistemas utilizados para la identificación de fotones, que son los objetos físicos de mayor interés para el trabajo presentado en esta Tesis.

3.2.1 El Sistema de Imanes

El sistema de imanes superconductores de ATLAS [49, 50] está compuesto por un solenoide central que provee el campo magnético de ~ 2 T para el detector de trazas, un sistema de 8 toroides superconductores de núcleo de aire en la zona del barril y 8 toroides en cada una de las tapas, provyendo un campo magnético de ~ 0.5 T y 1 T, respectivamente, para el espectrómetro de muones. El tamaño total del sistema de imanes es de 26 m de largo y 20 m de diámetro, mientras que su temperatura alcanza valores tan bajos como -269° C por medio de un sistema de criogenia que utiliza helio líquido y nitrógeno. El solenoide central está alimentado con 8 kA y los toroides con 25 kA.

3.2.2 El Detector de Trazas

El detector de trazas, que se muestra en la figura 3.5, es el responsable de la medida de la posición y momento de las partículas cargadas salientes de la interacción pp . El detector, contenido dentro del campo magnético del solenoide, cubre la región de pseudo rapidez $|\eta| < 2.5$, y toda la región en ϕ . La resolución del momento transverso es $\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$, mientras que la resolución del parámetro de impacto es de $10 \mu\text{m}$ para partículas de momento transverso alto

en la zona del barril. La excelente resolución se obtiene con una combinación de componentes de diferente tecnología que aumentan en precisión a medida que se acercan al punto de interacción. Estos componentes se detallan a continuación.

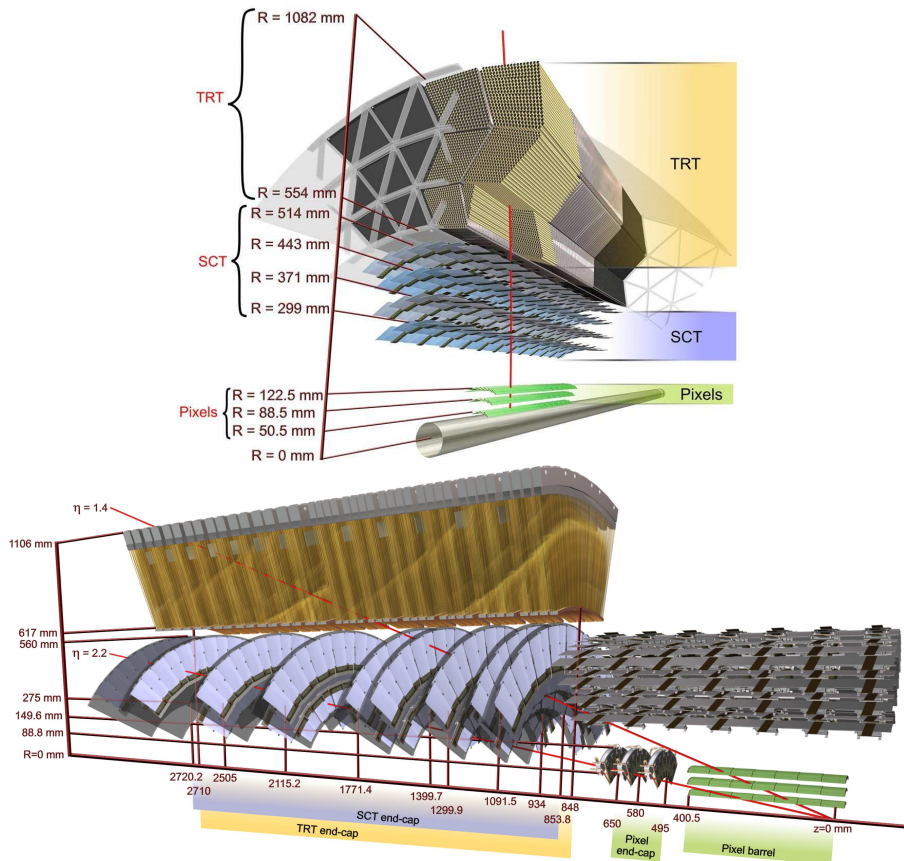


Figura 3.5 Esquema del detector de trazas de ATLAS.

3.2.2.1 Píxel

Más cerca del punto de interacción se encuentra el detector de píxeles [51] que se compone de tres capas en el barril (a 4 cm, a 10 cm y a 13 cm del tubo del haz de protones) y tres discos en cada tapa. La primera de estas capas se la conoce como *B-layer* y permite obtener medidas precisas del vértice primario de interacción y vértices secundarios, fundamentales para la identificación de conversiones de fotones y la identificación de *b-jets*. En la mayoría de los casos, las partículas cargadas salientes dejarán tres *hits*² en los píxeles, con una eficiencia por *hit* de 97 a 100% dependiendo de la posición del mismo. Provee mediciones de altísima precisión y granularidad tan cerca del punto de interacción como es posible. El sistema contiene

²Un *hit* se forma cuando una partícula deja una señal en algún píxel y está caracterizado por una coordenada en el espacio

en total 80 millones de elementos de $14 \times 115 \mu\text{m}$ en $(R\phi, z)$, capaces de resolver la posición de las partículas mejor que $14 \mu\text{m}$.

3.2.2.2 SCT

Por fuera del detector de píxeles se encuentra el Detector Semiconductor de Trazas (SCT) [52] que consta de ocho capas de detectores de micro bandas de silicio que proveen puntos de alta precisión en las coordenadas $(R\phi, z)$. El SCT cubre el rango de pseudo-rapidez de $|\eta| < 2.5$, y posee una eficiencia por *hit* mayor al 99%. Dispone de 6.2 millones de canales, que permiten alcanzar una resolución espacial de $16 \mu\text{m}$ en $R\phi$ y de $580 \mu\text{m}$ en z . Las trazas pueden distinguirse si están separadas más de $\sim 200 \mu\text{m}$.

3.2.2.3 TRT

La parte más externa del detector de trazas es el detector de radiación de transición (TRT) [52]. Este detector está basado en el uso de detectores en forma de tubos llenados con una mezcla de gases (70% Xe, 27% CO₂, y 3% O₂). Cuando una partícula cargada atraviesa alguno de los tubos del TRT, las interacciones tipo Coulomb entre la partícula y los electrones de valencia del gas producirán la liberación de alguno de estos electrones de sus núcleos. En estos tubos la parte exterior actúa como cátodo mientras que un filamento en el centro del tubo actúa como ánodo. Los electrones de ionización primarios en su movimiento hacia el ánodo podrán liberar aún más electrones de valencia, induciendo una avalancha que amplifica la señal. Gracias a su pequeño diámetro (4 mm) estos tubos pueden operar a muy alta frecuencia.

El TRT además de detectar el pasaje partículas cargadas, detecta la radiación de transición que permite distinguir entre partículas cargadas pesadas de otras livianas. La radiación de transición (TR) consiste en radiación X emitida por las partículas cargadas al atravesar la región límite entre dos materiales con diferente constante dieléctrica. El número de fotones producidos por la radiación de transición depende del factor γ de Lorentz ($\gamma = E/(mc^2)$) asociado a la partícula y del número de transiciones atravesadas por la misma. Así, un electrón ($m_e \sim 0.5 \text{ MeV}$) y un pión ($m_\pi \sim 140 \text{ MeV}$) con energías similares tendrán un factor de Lorentz distinto, y por ello una probabilidad de emitir radiación de transición diferente. La separación electrón/pión es la función principal del detector de radiación de transición de ATLAS. El material utilizado para generar la emisión de radiación de transición se compone de fibras de polietileno/polipropileno, ubicadas en capas perpendiculares a los tubos. La TR es absorbida por el gas Xenón, que a su vez libera un conjunto de electrones primarios. La separación entre señales de trazas y de radiación de transición se hace analizando tubo por tubo impactos de alto umbral provenientes de la

radiación de transición, de impactos de baja señal provenientes de las partículas de mínima ionización.

ATLAS dispone de 50000 tubos en la zona del barril, y 320000 tubos en la zona de las tapas, con un largo variable que llega hasta los 144 cm en la zona del barril. El número total de canales electrónicos es 420000 y la resolución espacial alcanza el valor de 0.17 mm.

3.2.3 El Calorímetro

El objetivo del calorímetro es medir la energía de las partículas salientes de la interacción pp junto con su dirección, además de obtener una medida de la energía perdida en el plano transversal de todas las partículas excepto los muones. El calorímetro de ATLAS está dividido en una parte electromagnética (EM), dedicada a la medida de electrones y fotones, y una parte hadrónica, ubicada detrás del calorímetro electromagnético, donde los hadrones depositarán la mayor parte de su energía. Un esquema del calorímetro de ATLAS se presenta en la Figura 3.6. Vale notar que cada calorímetro está segmentado tanto en la dirección lateral como en la longitudinal, permitiendo obtener una forma detallada de los depósitos de los *jets* de hadrones. Se describen a continuación los distintos componentes del calorímetro de ATLAS.

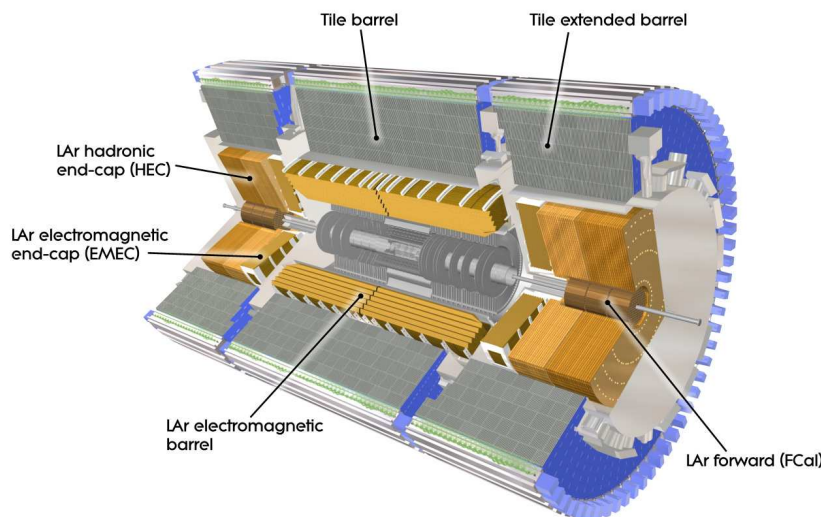


Figura 3.6 Vista esquemática del calorímetro de ATLAS.

3.2.3.1 Calorímetro Electromagnético

El calorímetro electromagnético [53] es un detector de muestreo de Argón Líquido (LAr) con electrodos de kaptón en forma de acordeón y planchas absorbentes de

plomo. La forma de acordeón garantiza la uniformidad del detector en la dirección azimutal, además de una fracción de muestreo constante en cada región del detector.

Como los restantes componentes del detector ATLAS, el calorímetro electromagnético se divide en una parte central (el barril) que cubre la región $|\eta| < 1.475$, y dos tapas que cubren la región $1.375 < |\eta| < 3.2$. A su vez, el barril está compuesto por dos mitades, separadas por una distancia pequeña (6 mm) a $z=0$, mientras que las tapas del calorímetro están divididas en dos ruedas coaxiales: una rueda externa cubriendo la región $1.375 < |\eta| < 2.5$ y una parte interna que cubre la región $2.5 < |\eta| < 3.2$. El espesor total del calorímetro electromagnético en unidades de longitud de radiación (X_0) es >24 en el barril y >26 en las tapas.

En la región dedicada a los estudios de física de precisión ($|\eta| < 2.5$) el calorímetro electromagnético está segmentado en cuatro secciones longitudinales como se esquematiza en la figura 3.7.

- ⊙ La primer capa, no incluida en la Figura 3.7, se conoce como *pre-sampler*, y está formada por una capa fina de LAr activo, diseñada para estimar y corregir la pérdida de energía de las partículas en su interacción con el material previo al calorímetro. Se extiende hasta la región $|\eta| < 1.8$.
- ⊙ La capa de bandas (*“strip” layer*), o primer compartimento, tiene un espesor constante como función de η de $\sim 6 X_0$ y está equipado con bandas finas de 4 mm de largo en la dirección η . Gracias a la enorme segmentación longitudinal, permite obtener una medida muy precisa de la dirección η y además, una eficiente separación entre π^0 s y fotones.
- ⊙ La sección del medio, conocida también como segundo compartimento, está segmentada transversalmente en torres cuadradas de $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.025 \times 0.025$ ($4 \times 4 \text{ cm}^2$ en $\eta = 0$). Con un espesor total de $\sim 24 X_0$, es en esta región donde la mayor parte de la energía de la cascada electromagnética se encuentra contenida.
- ⊙ La sección más externa tiene una granularidad de $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.025 \times 0.05$ y su espesor varía entre 2 y $12 X_0$.

La resolución de diseño del calorímetro electromagnético es $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$, donde el último término se corresponde con el término constante y es independiente de la energía, por lo que es el que dominará la resolución a energías altas.

3.2.3.2 Calorímetro Hadrónico

El calorímetro hadrónico de ATLAS está formado por tres partes independientes: un calorímetro de Tejas (*TileCal*) [54], que cubre la región central hasta $|\eta| = 1.7$; un

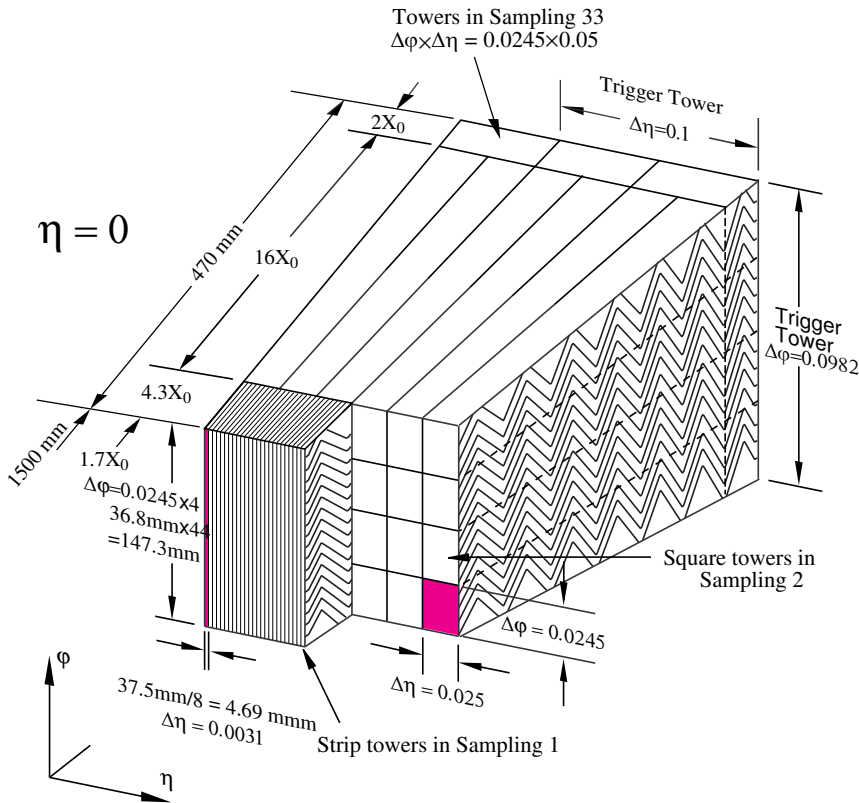


Figura 3.7 Diagrama del calorímetro electromagnético de ATLAS.

calorímetro de argón líquido para las tapas (HEC), que cubre la región $1.7 < |\eta| < 3.2$, y un calorímetro en la región periférica (FCAL) también de argón líquido, que llega hasta $|\eta| = 4.9$. Para el caso de los fotones, la aceptación está delimitada por el calorímetro electromagnético, por lo que este último componente no es utilizado. Los primeros dos componentes son ambos calorímetros de muestreo y su resolución nominal es $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ para $|\eta| < 3.2$.

La función principal del calorímetro hadrónico para la física de fotones, es la medición de la actividad hadrónica detrás del *cluster* formado en el calorímetro electromagnético. Los fotones reales depositarán casi la totalidad de su energía en el calorímetro de LAr, dejando sólo una fracción mínima de esta en el calorímetro hadrónico, permitiendo definir criterios de selección a partir de estos valores.

El calorímetro de tejas [54] consiste en un calorímetro de muestreo que utiliza acero como absorbente y tejas centelladoras como material activo. Las tejas están ubicadas radialmente y apiladas en profundidad, y tienen una granularidad de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. La extensión radial que abarca va desde un radio interno de 2.28 m hasta un radio externo de 4.25 m. Se muestra en la Figura 3.8 un diagrama del calorímetro de tejas, que tiene una estructura periódica en z . Las tejas tienen un espesor de 3 mm y el espesor de las placas de acero en un período es de 14 mm

En la región de las tapas, el calorímetro hadrónico consiste de dos ruedas de 2.3

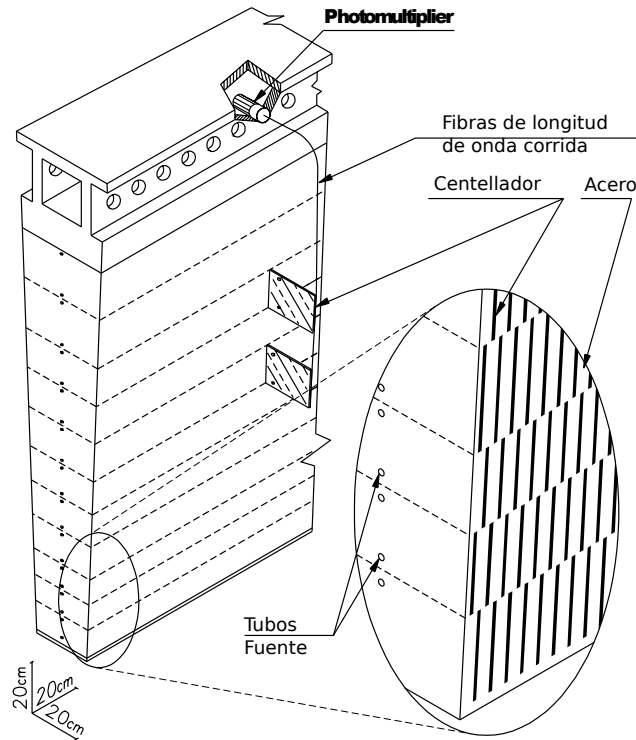


Figura 3.8 Diagrama esquemático mostrando el armado del calorímetro hadrónico de tejas y la lectura óptica correspondiente a una cuña en la dirección ϕ .

m de radio, perpendiculares al tubo del haz, hechas con placas de cobre y tungsteno como material absorbente y argón líquido como material activo. Al igual que para el calorímetro de tejas, la granularidad de cada segmento de medida es de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ para la región $|\eta| < 2.5$, mientras que la misma aumenta a 0.2×0.2 en la región $2.5 < |\eta| < 3.2$.

3.2.4 El Espectrómetro de Muones

Los muones de alto p_T generados en el punto de interacción son poco interactuantes y por lo tanto tienen un altísimo poder de penetración. Por ello, el espectrómetro de muones [55] se encuentra situado en la parte más exterior del detector ATLAS, alrededor del sistema toroidal de imanes, y está diseñado para obtener mediciones de alta precisión de la posición y el momento de los muones salientes de la interacción pp .

La figura 3.9 muestra un esquema del espectrómetro de muones de ATLAS. Es el subdetector más grande y el que da a ATLAS su gran tamaño. La región del barril está compuesta por tres capas concéntricas de cámaras de *trigger* y de cámaras de precisión posicionadas a 5 m, 7.5 m y 10 m del tubo del LHC, cubriendo la región $|\eta| < 1$. Las regiones de las tapas están compuestas por cuatro capas de cámaras de *trigger* y de cámaras de precisión a $|z| = 7.4$ m, 10.8 m, 14 m y 21.5 m cubriendo el

rango de $1.0 < |\eta| < 2.7$. Hay una pequeña brecha en $|z| = 0$ que permite el acceso de los servicios al ID.

Durante la toma de datos provenientes de radiación cósmica en los años 2008 y 2009, se llevaron a cabo diversos estudios para obtener la eficiencia de reconstrucción de muones [56]. La eficiencia medida resultó ser mayor al 97% en la región de precisión, mientras que la resolución en la región central encontrada fue consistente con los valores esperados en las simulaciones y su valor descrito por la siguiente expresión :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \frac{0.29 \text{ GeV}}{p_T} \oplus 0.043 \oplus 4.1 \times 10^{-4} \text{ GeV}^{-1} \times p_T$$

El primer término representa la incerteza en la pérdida de energía del muón en su paso por el detector y es inversamente proporcional al momento transversal. El segundo término es constante y se refiere a la incerteza proveniente de las múltiples interacciones que sufre el muón. El tercer término es proporcional al momento transversal del muón y está relacionado con la resolución intrínseca de la traza debido al error en su medida. Al ser menos curvada, la reconstrucción de la trayectoria de los muones de altísimo p_T resulta dificultosa, y es por ello que este término domina a alto p_T .

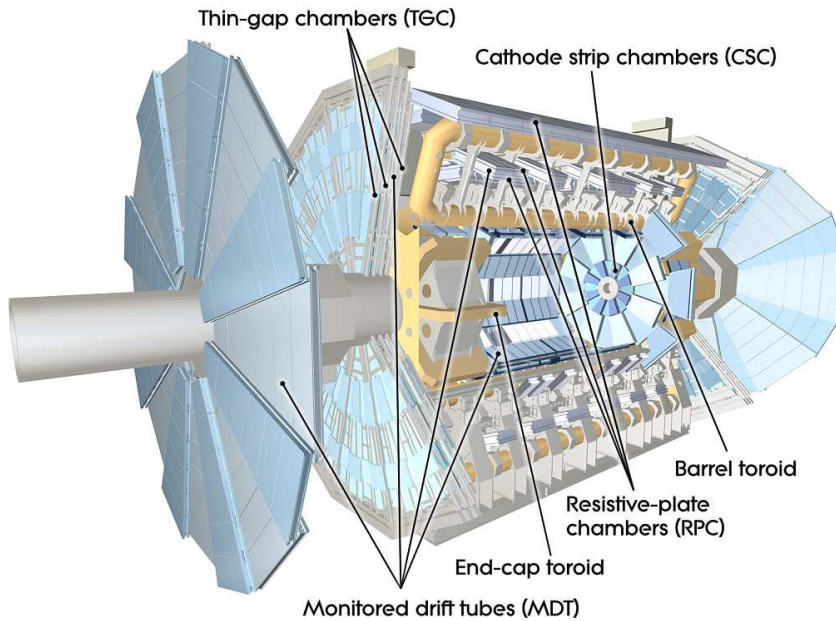


Figura 3.9 Espectrómetro de muones de ATLAS.

3.2.4.1 Cámaras de Precisión

MDTs (*Monitored Drift Tubes*): cada cámara consiste de 8 capas de tubos de aluminio de 30 mm de diámetro y entre 85 cm y 650 cm de largo dependiendo

de la ubicación. Los tubos contienen una mezcla de gas de argón y dióxido de carbono y un filamento central de tungsteno. La aceptación total es $|\eta| < 2.7$, y la resolución espacial es de $\sim 80 \mu\text{m}$ por tubo y $\sim 35 \mu\text{m}$ por cámara.

CSCs: (*Cathode Strip Chambers*) están ubicados en la región delantera ($2.0 < |\eta| < 2.7$). Consisten de cámaras proporcionales multi-filamento llenadas con una mezcla de los gases argón, CO_2 y CF_4 . La resolución de los CSCs es de $40 \mu\text{m}$ en R y 5 mm en ϕ .

3.2.4.2 Cámaras de *Trigger*

Su objetivo es dar una respuesta rápida a la señal dejada por un muón (microsegundos de latencia y nanosegundos de resolución) que permite ser usada por el sistema de *trigger*, a costo de una baja resolución espacial. Existen dos tipos de Cámaras de *trigger* de muones:

RPCs (*Resistive Plate Chambers*) están ubicados en la región del barril $|\eta| < 1.05$. Consisten en dos placas resistivas paralelas a 2 mm de distancia con una mezcla de gases $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ Iso- $\text{C}_4\text{H}_1\text{O}$ y SF_6 llenando la separación. Entre ambas placas se aplica una diferencia de potencial para detectar la ionización de partículas cargadas que la atraviesen. La resolución espacial es de 10 mm en z y en ϕ

TGCs (*Thin Gap Chambers*) cubre la región $1.05 < |\eta| < 2.4$. Al igual que los CSCs son cámaras proporcionales multifilamento. La resolución espacial es de $2\text{-}6 \text{ mm}$ en R y $3\text{-}7 \text{ mm}$ en ϕ .

3.2.5 El Sistema de *Trigger*

ATLAS dispone de un sistema de *trigger* [57] particionado en tres niveles, diseñado para seleccionar los eventos de interés físico con un tasa final de eventos cercana a los 200 Hz . La lógica de los controles de disparo y el sistema de control del detector (DCS) también están particionados en subsistemas, típicamente asociados a cada subdetector, cada uno con las mismas componentes lógicas.

El sistema de *trigger* se conforma del Nivel 1 de *trigger* (L1), el Nivel 2 de *trigger* (L2) y el *Event Filter* (EF). El L1 es un *trigger* diseñado en hardware, mientras que el L2 es software y realiza una reconstrucción parcial de los eventos. La cadena finaliza con el EF, que realiza la reconstrucción completa del evento, utilizando las mismas herramientas utilizadas para el análisis *off-line*, a menos de ciertos algoritmos. Al conjunto del L2 y el EF se los conoce como el *High Level Trigger* (HLT).

Los dos primeros niveles del *trigger* funcionan mediante el uso de Regiones de Interés (RoI), es decir, sólo consideran los datos relacionados a una región limitada del detector en η y ϕ para tomar la decisión. Esto permite reducir significativamente

el tiempo de procesamiento y ancho de banda, ya que no se requiere que todos los datos provenientes de todos los subsistemas se encuentren procesados.

Se describe a continuación brevemente la arquitectura general del *trigger* y el sistema de adquisición de datos (TDAQ), para luego dar lugar a una descripción más detallada del funcionamiento de cada uno de los niveles del *trigger*. Para más información sobre el sistema TDAQ ver [58] y [59].

3.2.5.1 Arquitectura del TDAQ

La arquitectura del sistema de *trigger* y el sistema de adquisición de datos (DAQ) se muestran en la Figura 3.10. El L1 reduce la tasa de eventos del *bunch crossing* de 40 MHz hasta los 75 KHz, con un tiempo estimado de procesamiento menor a los 2.5 μ s. Posteriormente, el L2 reduce aún más la tasa de eventos hasta un valor menor a los ~ 4 kHz en un tiempo de cómputo no mayor a los 10 ms. Finalmente, el EF es responsable de procesar los eventos seleccionados por el L1 y el L2, reduciendo la tasa de eventos hasta ~ 200 Hz. Además, los datos colectados se clasifican según el tipo de candidatos encontrados en el evento ($e\text{-}\gamma$, μ , *jet*, etc).

El DAQ es el sistema por el cual los datos son leídos desde los *Read Out Drivers* (RODs) al sistema de almacenamiento permanente. Los RODs son la primera etapa del sistema de adquisición de datos y son los que reciben y almacenan temporalmente los datos de los subdetectores en *buffers* locales, llamados *Read Out Buffers* (ROBs). Estos *buffers* serán luego accedidos por el L2 para el procesamiento de los datos del eventos asociados a los RoI's. El DAQ también se encarga de la inicialización, monitoreo y control de las corridas de tomas de datos y está a su vez dividido en dos subsistemas: el sistema de flujo de datos (*Data Flow system*) y el *Online system*.

El Sistema de Control del Detector (DCS) es una interfase homogénea entre todos los subdetectores de ATLAS y a la infraestructura técnica del experimento. Entre otras cosas permite una comunicación bidireccional entre el sistema de adquisición y el detector para sincronizar el estado de los subdetectores y del LHC a la hora de la toma de datos.

3.2.5.2 Nivel 1 de *Trigger*

El L1 combina información del calorímetro y las cámaras de *trigger* del espectrómetro de muones (RPC y TGC) para identificar eventos con señales de interés (leptones, jets y fotones de alto impulso o gran cantidad de energía transversa faltante \cancel{E}_T) en menos de 2.5 μ s. A fin de reducir el tiempo de cómputo, la información del calorímetro se obtiene con una granularidad reducida formando *Trigger-Towers* de tamaño 0.1×0.1 en $\Delta\eta \times \Delta\phi$.

En cada evento se definen una o más regiones de interés que contienen las coordenadas η y ϕ del detector y en base a una selección lógica OR entre todos los criterios de selección definidos *a priori* (256 en total), el Procesador Central de

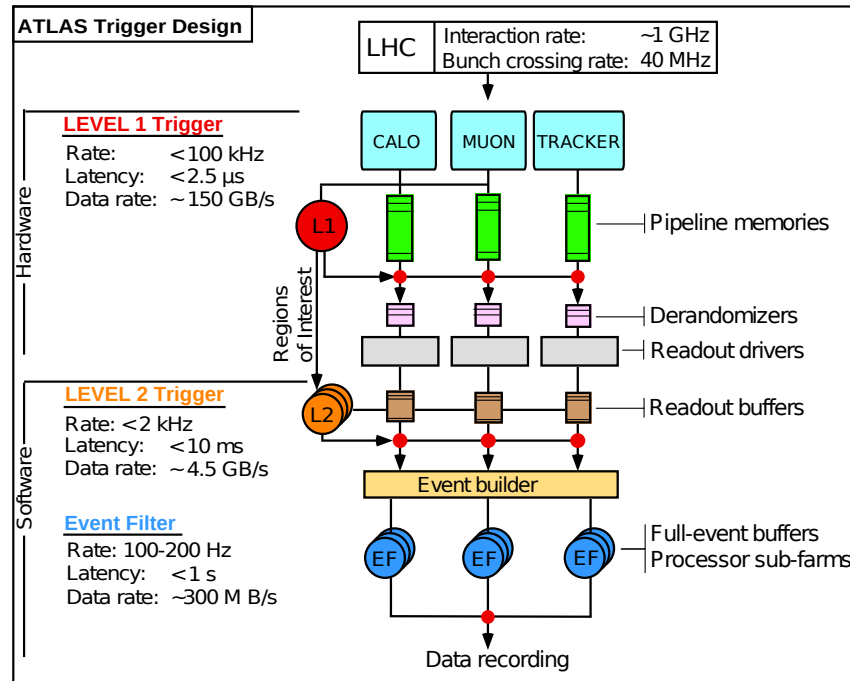


Figura 3.10 Diagrama esquemático de los tres niveles del *trigger* [57].

Trigger (CTP) realiza la selección final que definirá rechazar el evento o continuar con el procesamiento del mismo, trasladando la información al siguiente nivel.

Existen diversos tipos de RoIs que se forman según el tipo de señal al que se desea ser sensible. Así existen RoIs tipo electromagnéticos, tau, *jet*, \cancel{E}_T y otros formados a partir de la suma escalar de E_T ($\sum E_T$) en el calorímetro y la energía transversa total de los *jets* observados ($\sum E_T(jets)$). Para cada tipo de RoI se definen una serie de umbrales que, ya sea de forma individual o en combinación con otros, son utilizados para formar los 256 criterios de selección. En la Tabla 3.2 se detalla el número de umbrales definido por cada tipo de RoI.

Objeto	EM	Tau	<i>Jet</i>	FW <i>Jets</i>	\cancel{E}_T	$\sum E_T$	$\sum E_T^{jets}$	$\mu \leq 10$ GeV	$\mu > 10$ GeV
Umbrales	8 - 16	0-8	8	4+4	8	4	4	3	3

Tabla 3.2 Número de umbrales que pueden definirse en el L1 para cada tipo de RoI.

3.2.5.3 Nivel 2 de *Trigger*

La selección del L2 está guiada por la información proporcionada por el L1 y usa toda la granularidad disponible en todos los subdetectores en la región (η, ϕ) definida por el RoI. De este modo se accede sólo a las señales depositadas en 2% del detector, reduciendo dramáticamente el tamaño de red necesario para implementar

la selección. Los algoritmos de selección obtienen la información vía los ROBs, que almacenan los datos hasta que el L2 toma la decisión (acepta o rechaza el evento). Los algoritmos de selección del L2 están controlados por el entorno de selección del HLT que corre en las unidades de procesamiento del L2 (L2PU) en un entorno Multi-hilo, cada PC analizando un evento [59].

La frecuencia de salida del L2 es ~ 3.5 KHz con un tiempo de procesamiento por evento del orden de 10 ms. Si el evento es aceptado por el L2, entonces el Constructor del Evento colecta toda la información del evento de los ROBs. El evento completo se vuelve disponible para ser analizado por el *Event Filter* (EF), que es la siguiente y última etapa de selección del *trigger*.

3.2.5.4 *Event Filter*

En el EF se ejecutan algoritmos más complejos dando una reducción de la frecuencia de eventos hasta ~ 200 Hz. El tiempo disponible para hacer la selección en el EF es del orden de 4 s. Mientras el L2 basa su decisión en el análisis de señal en regiones localizadas del detector (los RoIs), el EF hace una reconstrucción del evento completo al estilo *off-line* iniciada y guiada por la decisión del L2. También usa una calibración, información de alineación y del mapeo del campo magnético más completa.

3.2.6 Operación de ATLAS en el 2011

El funcionamiento de ATLAS durante la toma de datos de las colisiones *pp* del 2011 ha sido sobresaliente. De la luminosidad total provista por el LHC de 5.61 fb^{-1} , 5.25 fb^{-1} fueron colectados por ATLAS con todos sus subdetectores en óptimo funcionamiento, representando una eficiencia en la toma de datos mayor al 93 % constante en el tiempo, como puede observarse en la Figura 3.11. Las fuentes de ineficiencia provienen mayoritariamente del encendido del alto voltaje del detector de píxeles, del SCT y de algunos componentes del detector de muones.

Resulta de interés físico la variable que representa la media del número de interacciones por *bunch crossing* ($\langle \mu \rangle$), obtenida como la media de la distribución de Poisson que sigue el número de interacciones por *bunch crossing* (μ), dado por:

$$\mu = \frac{\mathfrak{L} \times \sigma_{inel}}{n_b \times f_r}$$

donde \mathfrak{L} es la luminosidad instantánea, σ_{inel} es la sección eficaz inelástica (71.5 mb), n_b es el número de paquetes y f_r es la frecuencia de revolución del LHC. Para más detalles ver [60]. La distribución de $\langle \mu \rangle$ pesada por la luminosidad para los datos del año 2011 se presenta en la Figura 3.12. Se distinguen el período previo a Septiembre, con $\beta^*=1.5$ m, del posterior con $\beta^*=1.0$ m. Los datos utilizados para el trabajo realizado en esta Tesis pertenecen al primero de estos períodos.

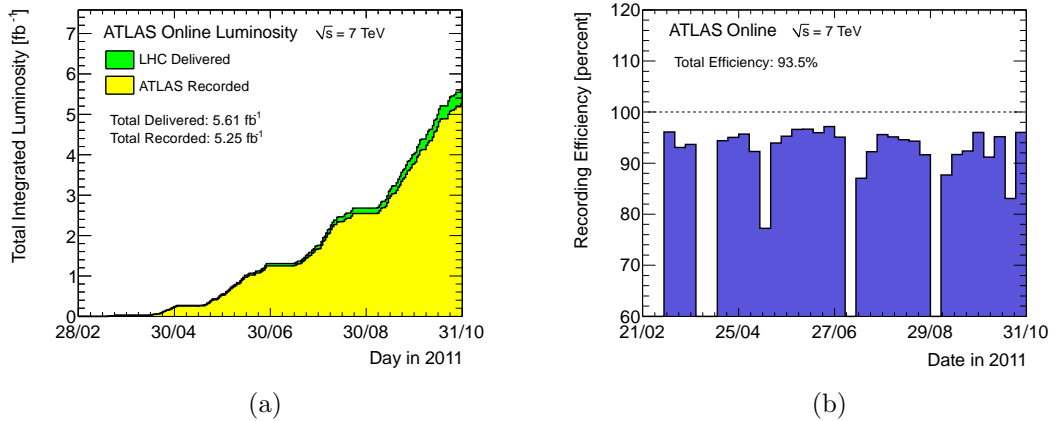


Figura 3.11 (a) Luminosidad integrada en el tiempo provista por el LHC (verde) y colectada por ATLAS (amarillo) como función del tiempo (días) durante el año 2011. (b) Eficiencia en la toma de datos del detector ATLAS como función del tiempo (semanas) durante el año 2011.

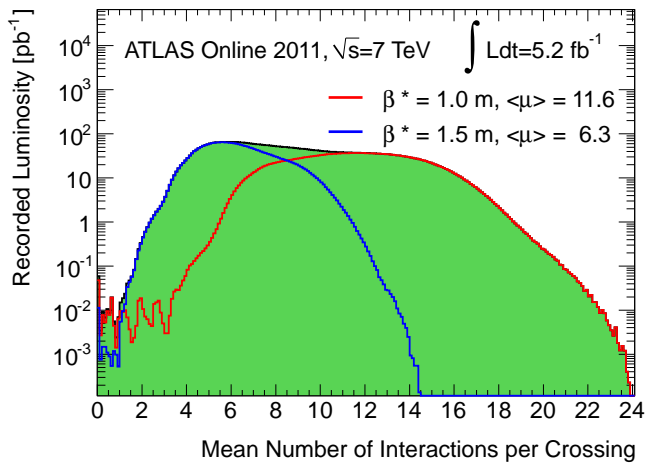


Figura 3.12 Media del número de interacciones por *bunch crossing* pesado por la luminosidad durante el año 2011. Se distinguen el período previo y posterior a Septiembre, cuando el parámetro β^* se redujo de 1.5 m a 1.0 m.

3.2.7 El Modelo Computacional de ATLAS

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. También provee acceso a los datos crudos (sin procesar) para monitorear, calibrar y alinear el detector en tiempo real. Utiliza la tecnología GRID para organizar la jerarquía de acceso a los datos y para compartir los recursos computacionales de almacenamiento y de acceso a los datos para todos los miembros de la colaboración.

Todo el procesamiento de los datos de ATLAS se hace a través del entorno de ATHENA [61–63]. Es dentro de ATHENA que se implementa la configuración y ejecución del *trigger*, la producción de simulaciones MC, y la reconstrucción de to-

dos los objetos físicos de un dado evento. El análisis final a nivel del usuario puede ser implementado directamente desde ATHENA. Sin embargo, resulta más conveniente implementar los algoritmos finales, más dependientes del análisis particular, dentro del marco del *software* de análisis ROOT [64], ya que el mismo presenta una versatilidad mayor a la hora de implementar modificaciones, y sobre todo, dispone de una gran variedad de funciones para la visualización gráfica de los resultados.

FOTONES EN ATLAS

Tal como fuera mencionado en la introducción, la búsqueda de señales características de dimensiones extras en procesos con dos fotones en el estado final es el tema principal de estudio de esta Tesis. La posible observación será factible siempre y cuando se disponga de la capacidad para identificar fotones en el estado final y diferenciarlos de otras señales similares provenientes de otros objetos físicos.

En el presente capítulo se describe la reconstrucción e identificación de fotones en el detector ATLAS. En la Sección 4.1 se da una breve descripción de los algoritmos de reconstrucción *off-line* de fotones, incluyendo aquellos dedicados a los fotones que convierten en un par e^+e^- dentro del detector. En la Sección 4.2 se introducen las variables utilizadas para la identificación de fotones, basadas mayoritariamente en la información del calorímetro electromagnético. Se incluye además, la descripción del aislamiento calorimétrico, variable adicional de gran utilidad para rechazar señales de fondo provenientes de *jets*. La última parte del capítulo (Sección 4.3) cubre la descripción de los algoritmos de reconstrucción y las variables de identificación de fotones *on-line* por parte del *trigger*, dando detalles para cada uno de los tres niveles.

4.1 Reconstrucción de Fotones

Los fotones en ATLAS son reconstruidos a partir de *clusters* de energía en el calorímetro electromagnético formados por el algoritmo llamado "*sliding window*"¹ [65]. Este algoritmo forma *clusters* rectangulares de tamaño fijo, posicionados a fin de maximizar la cantidad de energía contenida dentro del mismo, ajustando la

¹Existe otro algoritmo disponible en ATLAS que permite reconstruir *clusters* electromagnéticos pero a diferencia del "*sliding window*" los *clusters* no son de tamaño fijo (*topoclusters*).

posición del centro del *cluster* en η y en ϕ . Los *clusters* deben superar un umbral de energía de 2.5 GeV con un tamaño de 3×5 celdas en el segundo compartimento del calorímetro electromagnético. A fin de poder distinguir fotones de electrones, las trazas en el detector interno se asocian con los *clusters* del calorímetro electromagnético. Se asociarán a un dado *cluster* sólo aquellas trazas contenidas en una región rectangular de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.10$ alrededor del baricentro del mismo y con un impulso no menor al 10% de la energía de dicho *cluster*. Aquellos *clusters* sin trazas asociadas se clasifican directamente como fotones no convertidos. Por otro lado, los *clusters* con trazas asociadas que provengan de vértices de conversión se evalúan cuidadosamente a fin de poder clasificar a los mismos como fotones convertidos y/o electrones, tal como se resume a continuación. La descripción detallada de la conversión de fotones y su inter-relación con la reconstrucción de electrones se encuentra en [66]. Finalmente, los restantes *clusters* se clasifican como electrones.

4.1.1 Conversión de Fotones

Previo a depositar su energía en el calorímetro electromagnético, los fotones en ATLAS deberán atravesar el detector de trazas. La interacción de los fotones con la materia es un fenómeno bien conocido tanto desde el punto de vista experimental como desde el teórico. Para fotones con energías superiores a 1 GeV las interacciones están dominadas completamente por la producción de pares e^+e^- , conocida como conversión de fotones, mientras que otros procesos tales como la dispersión Compton o Rayleigh, tendrán secciones eficaces varios órdenes de magnitud menores, y por lo tanto pueden despreciarse.

La frecuencia de conversión de un fotón dependerá de la cantidad de material que el mismo atraviese dentro del detector interno, y es por lo tanto fuertemente dependiente de η . Se muestra en la figura 4.1 un perfil de la cantidad de material dentro del detector de trazas como función de η , donde la cantidad de material se mide en unidades de longitud de radiación (X_0). Es sabido que para fotones muy energéticos ($E > 1$ GeV) el camino libre medio de un fotón para convertirse en un par e^+e^- es $\frac{7}{9}X_0$ e independiente de la energía del mismo, por lo que los fotones que atraviesen el *endcap* del detector interno ($|\eta| > 0.7$) tendrán una probabilidad de convertir muy alta (ver Figura 4.1).

La reconstrucción de fotones convertidos en ATLAS comienza con la reconstrucción de los vértices de conversión. Un algoritmo especialmente diseñado para la identificación de vértices secundarios (conversión de dos trazas) busca pares de trazas con signos opuestos que se originen de un mismo punto, y luego aplica diversos criterios de selección para reducir la contaminación de fondo proveniente de las distintas combinaciones de trazas de otros objetos cargados en el evento. Estos criterios incluyen el ángulo entre las dos trazas y la distancia de separación de las trazas en el punto mas cercano entre ellas, que debe ser cero. Luego se aplican otros

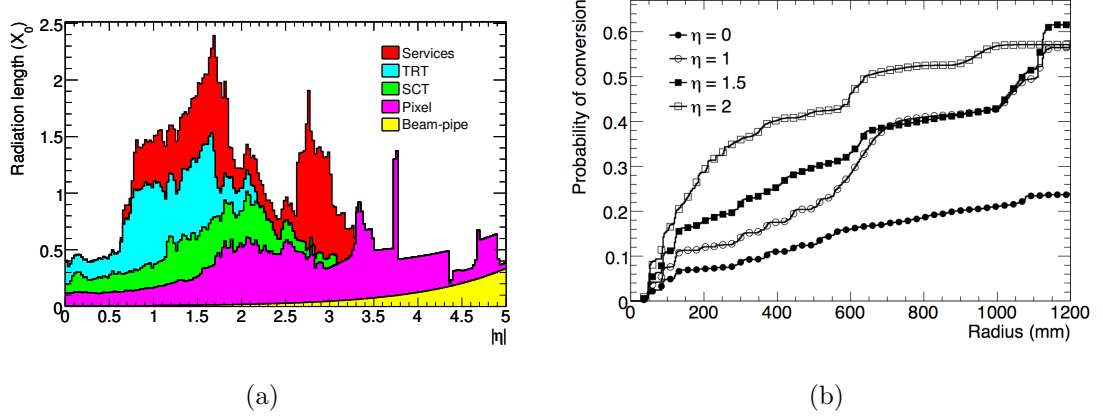


Figura 4.1 (a) Cantidad de material en el detector interno medida en unidad de longitud de radiación como función de η . (b) Probabilidad de conversión de un fotón como función del radio para distintas regiones de η .

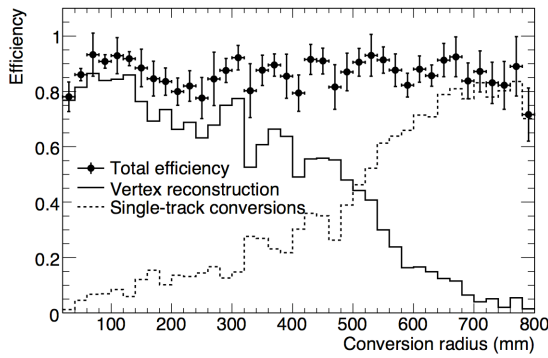


Figura 4.2 Eficiencia de reconstrucción de conversiones provenientes de fotones monocromáticos de $p_T = 20$ GeV como función del radio de conversión. Los puntos con incertezas muestran el valor total, mientras que los histogramas de línea sólida y punteada, representan las eficiencias obtenidas teniendo en cuenta sólo conversiones de dos trazas o una traza respectivamente.

critérios de calidad sobre el ajuste del vértice, la masa invariante del par de trazas y sobre el p_T del candidato a fotón, para finalmente alcanzar un factor de rechazo del fondo cercano a 400.

La eficiencia de reconstrucción de estos vértices (línea sólida de la Figura 4.2) dependerá de la ubicación del mismo dentro del volumen del detector de trazas. Así, los vértices de conversiones que ocurran en las primeras capas del detector interno ($R < 400$ mm) tendrán alta eficiencia de reconstrucción ($\sim 80\%$) producto de trazas bien definidas y separadas, mientras que vértices de conversiones que ocurran en forma tardía, en las cercanías o dentro del TRT ($R > 400$ mm), tendrán trazas reconstruidas con menor precisión por la ausencia de suficientes *hits* en los detectores de silicio, y por lo tanto una menor eficiencia de reconstrucción. Finalmente, para aquellas conversiones con $R \geq 800$ mm la eficiencia de reconstrucción de vértices por el algoritmo descrito mas arriba es nula.

Otras fuentes de ineficiencia en la reconstrucción de vértices de conversión provienen de conversiones muy asimétricas en las que no es posible reconstruir la traza de

menor impulso; y aquellas conversiones provenientes de fotones muy energéticos que por el contrario, producen dos trazas que el campo magnético no llega a separar lo suficiente y por lo tanto resultan indistinguibles. A fin de también poder identificar satisfactoriamente estos casos e incrementar la eficiencia de conversiones tardías, otro algoritmo busca vértices de conversión con sólo una traza asociada. Los mismos incluyen aquellos electrones sin *hits* en el *B-layer* del detector interno, lo que implica que el electrón no surge del punto de interacción y probablemente venga de una conversión secundaria. Para estos casos, la posición del vértice se identifica con la del primer *hit*. Se incluyen en esta categoría los electrones con trazas asociadas formadas puramente con la información del TRT. Mediante la inclusión de los vértices de una sola traza, la eficiencia de reconstrucción de conversiones incrementa significativamente en la región $R > 400$ mm (línea punteada Figura 4.2) para alcanzar una eficiencia total uniforme (puntos Figura 4.2) de $\sim 80\%$ para $R \leq 800$ mm.

4.1.2 Calibración de la Energía

Una vez asociado el *cluster* del calorímetro electromagnético con un fotón o electrón, el mismo es re-generado y su posición y energía calibradas con los parámetros asociados al objeto correspondiente. Para los fotones no convertidos el tamaño del *cluster* es de 3×5 ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) celdas en el *barrel* mientras que en la misma región los fotones convertidos tienen *clusters* de 3×7 , donde el incremento en la dirección ϕ da cuenta de los efectos de *bremsstrahlung* y curvatura inducida por el campo magnético sobre los electrones de conversión. En el *endcap*, tanto los fotones convertidos como los no convertidos (y los electrones) se forman con *clusters* de tamaño 5×5 .

Los fotones se calibran mediante un método de pesado longitudinal [53, 66], donde la energía medida en cada compartimento del calorímetro electromagnético es escaleada por factores derivados de los estudios con el *test beam* y simulaciones. La suma de todas las energías escaleadas constituye la energía total del *cluster*. Se utilizan diferentes constantes de calibración según el fotón se identifique como convertido o no convertido, para tener en cuenta las pérdidas de energía de los primeros en su interacción con el material del detector interno. La posición del *cluster* es calibrada en forma similar teniendo en cuenta la resolución intrínseca de cada compartimento del calorímetro electromagnético.

4.2 Identificación de Fotones

A fin de poder identificar aquellos depósitos provenientes de fotones reales de los provenientes de otros objetos físicos, principalmente mesones livianos, se definen una serie de variables discriminatorias que utilizan la información del calorímetro

electromagnético y hadrónico. Tanto estas variables, como sus valores de corte, han sido optimizadas previamente de modo de obtener una eficiencia muy alta de selección incluso en presencia de *pileup*. La definición detallada de cada variable y sus valores de corte se encuentran en [67]. Se da a continuación una breve descripción de las mismas.

4.2.1 Variables Discriminatorias

4.2.1.1 Filtrado Hadrónico

Los depósitos provenientes de fotones reales están casi en su totalidad contenidos dentro del calorímetro electromagnético, con una fracción pequeña de energía filtrándose en el calorímetro hadrónico. Hay dos variables que miden esta energía:

- ⊙ R_{had} : cociente entre la energía transversa total en el calorímetro hadrónico, en una región de 0.24×0.24 en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ detrás del *cluster* del fotón, y la energía transversa total del *cluster* del fotón.

$$R_{\text{had}} = \frac{E_T^{\text{had}}}{E_T} \quad (4.1)$$

- ⊙ R_{had1} : cociente entre la energía transversa del primer compartimento del calorímetro hadrónico en una región de 0.24×0.24 en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ detrás del *cluster* del fotón, y la energía transversa total del *cluster* del fotón.

$$R_{\text{had1}} = \frac{E_T^{\text{had1}}}{E_T} \quad (4.2)$$

La variable R_{had1} se utiliza para todos los candidatos, excepto para aquellos contenidos en la región $0.8 \leq |\eta| \leq 1.37$ donde se encuentra la transición del *barrel* del calorímetro hadrónico al *barrel* extendido. Para esta región, R_{had} es utilizada.

4.2.1.2 Variables del Segundo Compartimento del CALO EM

Tanto fotones como electrones depositan la mayor parte de su energía en el segundo compartimento del calorímetro electromagnético. Estos depósitos son típicamente mas angostos que aquellos provenientes de hadrones. Haciendo uso de la forma lateral de las lluvias en este compartimento, es posible distinguir unos de otros.

- ⊙ $w_{\eta 2}$: medida del ancho lateral del depósito en η dentro de una región de 3×5

celdas ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) centrada en la posición del *cluster*. Se define como:

$$w_{\eta^2} = \sqrt{\frac{\sum E_i \eta_i^2}{\sum E_i} - \left[\frac{\sum E_i \eta_i}{\sum E_i} \right]^2} \quad (4.3)$$

donde el índice i representa cada una de las celdas (de 0 a 14).

- ⊙ R_η : medida del esparcimiento en η del depósito fuera del *cluster*. Se define como:

$$R_\eta = \frac{E_{3 \times 7}^{S2}}{E_{7 \times 7}^{S2}} \quad (4.4)$$

donde $E_{x \times y}^{S2}$ es la energía contenida en un cúmulo de celdas de $x \times y$ ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) en el segundo compartimento del calorímetro electromagnético, centrado en el *cluster* utilizado para definir al fotón.

- ⊙ R_ϕ : medida del esparcimiento en ϕ del depósito fuera y dentro del *cluster*. Se define como:

$$R_\phi = \frac{E_{3 \times 3}^{S2}}{E_{3 \times 7}^{S2}} \quad (4.5)$$

donde $E_{x \times y}^{S2}$ se define igual que para R_η .

4.2.1.3 Variables del Primer Compartimento del CALO EM

Finalmente, se tienen las variables que caracterizan el perfil de la lluvia en el primer compartimento del calorímetro electromagnético. Estas variables hacen uso de la muy alta granularidad de los *strips* para distinguir el depósito de un fotón, caracterizado por un único máximo, de aquellos depósitos provenientes *e.g.* del decaimiento de un π^0 en dos fotones, caracterizado por dos máximos separados.

- ⊙ F_{side} : medida del esparcimiento lateral de la lluvia en η . Se define como:

$$F_{\text{side}} = \frac{E(\pm 3) - E(\pm 1)}{E(\pm 1)} \quad (4.6)$$

donde $E(\pm n)$ es la energía de $\pm n$ celdas (*strips*) alrededor de aquella con la mayor energía.

- ⊙ $w_{\eta 1}^3$: medida del ancho pesado de la lluvia en η en las tres celdas (*strips*) centradas en aquella con la mayor energía. Se define como:

$$w_{\eta 1}^3 = \sqrt{\frac{\sum E_i (i - i_{\text{max}})^2}{\sum E_i}} \quad (4.7)$$

donde i es el índice que corre sobre cada celda y i_{max} es el índice correspondiente a la celda con mayor energía.

- ⊙ $w_{\eta 1}^{tot}$: esta variable es idéntica a $w_{\eta 1}^3$ sólo que se mide sobre todas las celdas en una región de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0625 \times 2$ (20×2 *strips*).
- ⊙ ΔE : esta variable trata de cuantificar hasta que punto hay dos picos presentes en el perfil de distribución de energía. Se define como:

$$\Delta E = [E_{max2}^{S1} - E_{min1}^{S1}] \quad (4.8)$$

donde E_{max2}^{S1} es la energía de la celda (*strip*) con el segundo valor mas alto, y E_{min1}^{S1} es la energía de la celda con el mínimo valor entre las dos celdas con los valores mas altos de energía. Para aquellos depósitos sin un segundo máximo pronunciado, esta variable será cercana a cero, mientras que el valor aumentará para depósitos con dos máximos.

- ⊙ E_{ratio} : medida de la diferencia de energía entre los dos máximos depósitos de energía. Se define como:

$$E_{ratio} = \frac{E_{max1}^{S1} - E_{max2}^{S1}}{E_{max1}^{S1} + E_{max2}^{S1}} \quad (4.9)$$

donde E_{max1}^{S1} (E_{max2}^{S1}) es la energía correspondiente a la celda con el mayor (segundo mayor) depósito de energía.

Las distribuciones esperadas para cada una de las variables de discriminación se muestran en la Figura 4.3 para fotones reconstruidos como no convertidos y en la Figura 4.4 para fotones reconstruidos como convertidos. Las distribuciones incluyen eventos de simulaciones MC de fotones reales provenientes de eventos tipo $\gamma + jet$ y de *jets* erróneamente identificados como fotones, provenientes de eventos simulados de *di-jets*, en ambos casos previo a cualquier selección sobre los fotones.

4.2.2 Criterios de Selección *Loose* y *Tight*

Las variables discriminantes se agrupan a fin de formar criterios de selección estándar que se adapten a la mayoría de los análisis. La selección mas básica, denominada *loose*, incluye sólo variables del segundo compartimento del calorímetro electromagnético ($R_{\eta}, w_{\eta 2}$) y la variable del filtrado de energía en el calorímetro hadrónico (R_{had1} o R_{had} , según η). Los valores de corte en cada una de estas variables fueron optimizados como función de η y p_T para alcanzar el mayor rechazo de fondo posible, manteniendo una eficiencia de al menos 97% para fotones simulados de $E_T = 20$ GeV. El comportamiento de fotones convertidos y no convertidos para las variables de discriminación contenidas en el criterio *loose* es muy similar (ver

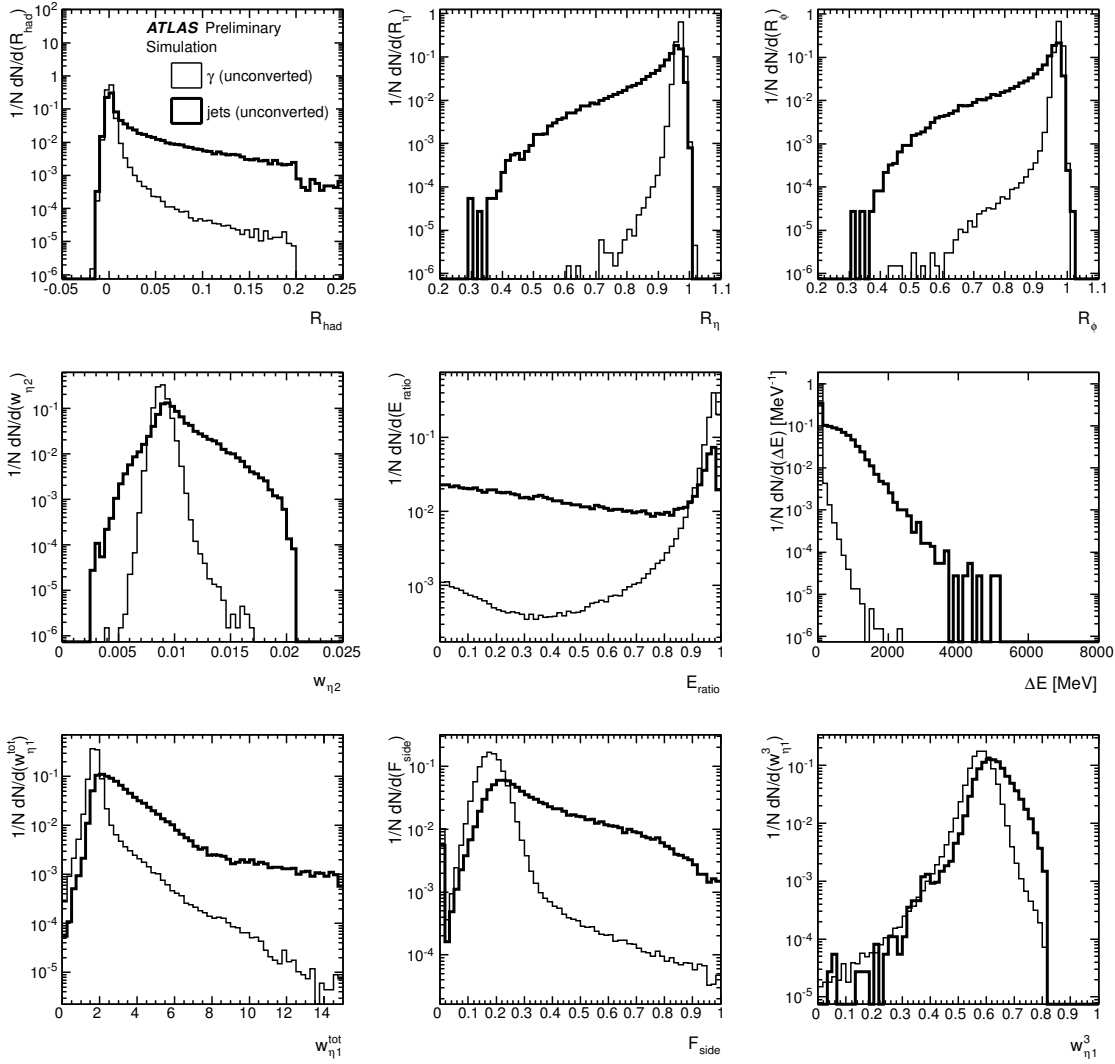


Figura 4.3 Distribuciones normalizadas de las variables discriminadoras calorimétricas en la región $|\eta| < 0.6$ para fotones reales y *jets* de $E_T > 20$ GeV reconstruidos como fotones no convertidos previo a cualquier selección.

(Figuras 4.3 y 4.4), por lo que los valores de corte son iguales para ambos casos. La información detallada de los valores de corte para cada variable puede verse en [67].

Por otro lado, se define un criterio de selección más estricto, denominado *tight*, optimizado para alcanzar un alto rechazo sobre el fondo más nocivo, constituido por π^0 s aislados. El criterio *tight* hace uso de la alta granularidad del primer compartimento del calorímetro electromagnético y utiliza todas las variables descritas arriba con la adición de un criterio de aceptación ($|\eta| < 2.37$, excluyendo $1.37 < |\eta| < 1.52$) determinado por el alcance en η del primer compartimento. A diferencia del criterio *loose*, los cortes sobre las variables discriminadoras difieren para fotones convertidos respecto de aquellos no convertidos, pero en ningún caso superan los valores de la

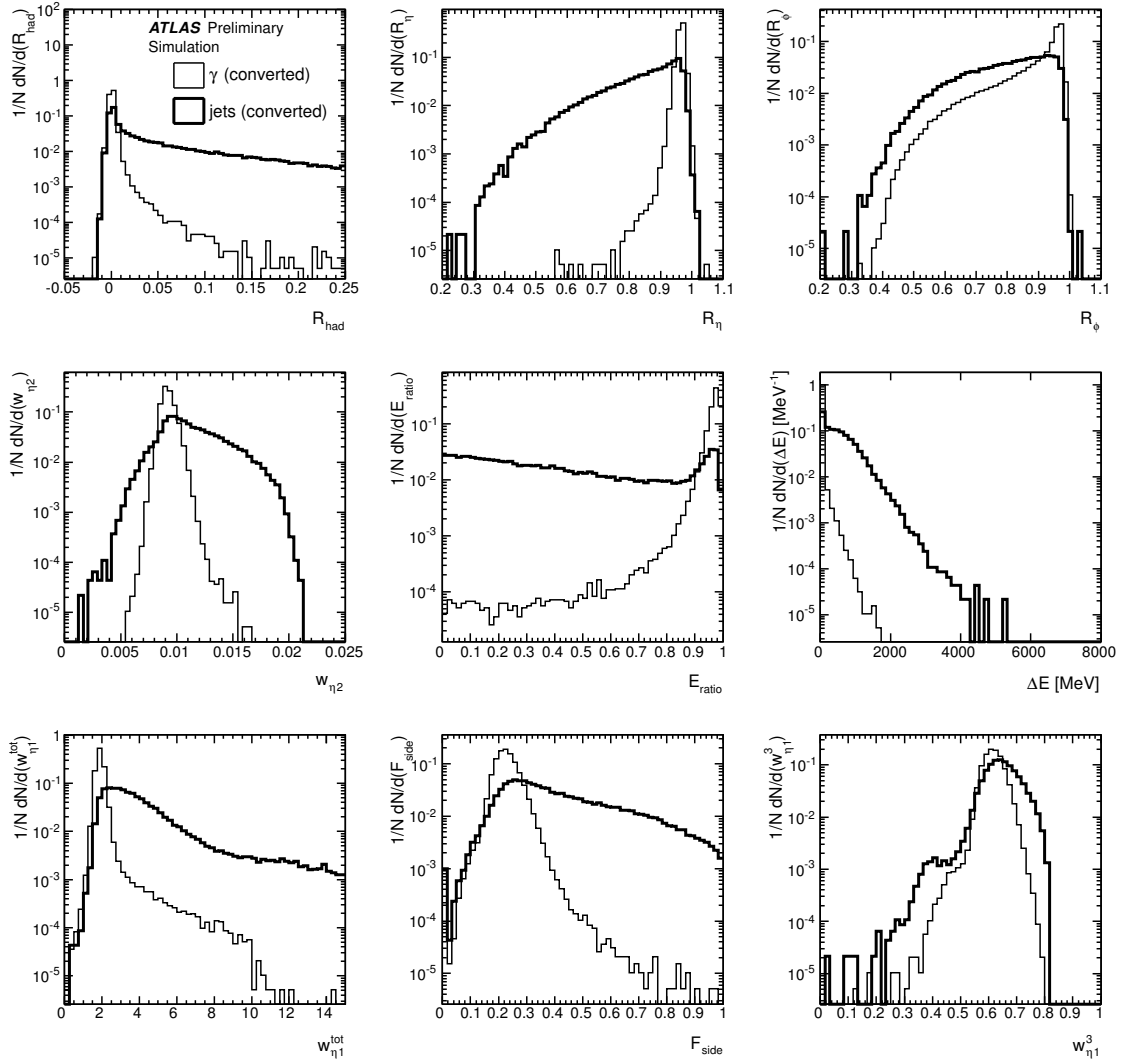


Figura 4.4 Distribuciones normalizadas de las variables discriminadoras calorimétricas en la región $|\eta| < 0.6$ para fotones reales y *jets* de $E_T > 20$ GeV reconstruidos como fotones convertidos previo a cualquier selección.

selección *loose*. La eficiencia para fotones simulados de $E_T = 20$ GeV es de $\sim 85\%$.

Se resumen en la Tabla 4.1 todas las variables discriminadoras utilizadas para la identificación de fotones, explicitando si pertenecen a los criterios de selección *loose* y/o *tight*.

4.2.3 Aislamiento Calorimétrico

Luego de aplicada la selección basada en las variables discriminadoras mencionadas arriba, la contaminación del fondo de hadrones cargados se reduce casi en su totalidad. Sin embargo, aún se tiene una contribución no despreciable de π^0 s

Tipo	Descripción	Nombre	Selección
Aceptancia			
	$ \eta < 2.37$ (excluyendo $1.37 < \eta < 1.52$)		<i>Tight</i>
Filtrado Hadrónico			
	Cociente entre la E_T del primer compartimento del calorímetro hadrónico y la E_T del <i>cluster</i> del calorímetro EM (sólo si $ \eta < 0.8$ o $ \eta > 1.37$)	R_{had1}	<i>Loose Tight</i>
	Cociente entre la E_T total del calorímetro hadrónico y la E_T del <i>cluster</i> del calorímetro EM (sólo si $0.8 \leq \eta \leq 1.37$)	R_{had}	<i>Loose Tight</i>
2 ^{do} Compartimento del CALO EM			
	Cociente entre la energía depositada en un conjunto de celdas de 3×7 y uno de 7×7	R_η	<i>Loose Tight</i>
	Ancho lateral de la lluvia EM	$w_{\eta 2}$	<i>Loose Tight</i>
	Cociente entre la energía depositada en un conjunto de celdas de 3×3 y uno de 7×7	R_ϕ	<i>Tight</i>
1 ^{er} Compartimento del CALO EM			
	Fracción de energía fuera de las 3 celdas (<i>strips</i>) centrales incluyendo 7 como máximo.	F_{side}	<i>Tight</i>
	Ancho de la lluvia dentro de 3 <i>strips</i> alrededor del máximo.	$w_{\eta 1}^3$	<i>Tight</i>
	Ancho total de la lluvia	$w_{\eta 1}^{\text{tot}}$	<i>Tight</i>
	Diferencia entre la máxima energía depositada y la mínima energía depositada entre los dos máximos locales	ΔE	<i>Tight</i>
	Cociente entre la diferencia y la suma de las energías asociadas al primer y segundo máximo	E_{ratio}	<i>Tight</i>

Tabla 4.1 Descripción reducida de las variables de selección de fotones utilizadas en los criterios *loose* y *tight*.

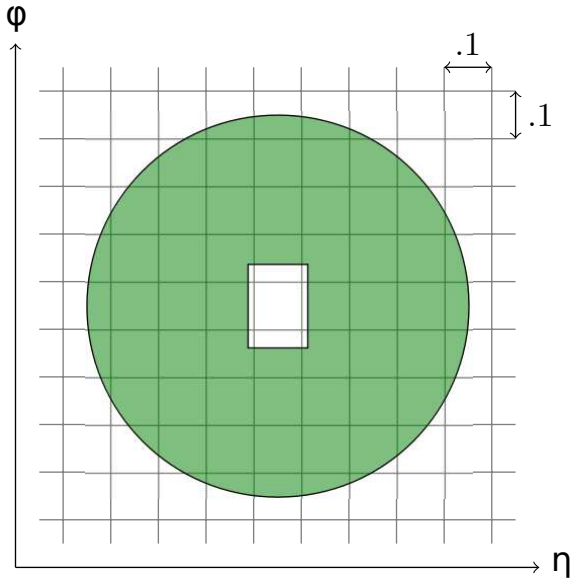


Figura 4.5 Ilustración del cono utilizado en el cálculo del aislamiento calorimétrico del fotón. El cono está centrado en la posición del baricentro del fotón y tiene un tamaño de $\Delta R = 0.4$. A fin de sustraer la contribución propia del fotón, las celdas en la región central no se incluyen en la suma de la energía del cono.

aislados, ya sea con decaimientos en dos fotones muy asimétricos, o por el contrario, con decaimientos con una separación entre fotones menor a un *strip*. En cualquiera de los casos, no es posible separar estas contribuciones de la de fotones aislados mediante el uso sólo de los criterios de selección ya mencionados. A sabiendas que el *cluster* electromagnético contiene típicamente alrededor del 70% de la energía original del partón previo a la hadronización, se dispone para estos casos de una actividad hadrónica considerable alrededor del *cluster* electromagnético que podrá ser utilizada para incrementar la capacidad de rechazo del fondo.

Para el presente trabajo, la actividad hadrónica fuera del *cluster* se caracteriza en base a información proveniente puramente del calorímetro ². Para ello se define una variable de aislamiento formada a partir de la suma de la energía de todas las celdas del calorímetro (electromagnético y hadrónico) en un cono de $\Delta R = 0.4$ alrededor del candidato a fotón, con $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$. Tal como se muestra en la Figura 4.5 dentro de este cono, la contribución de las 5×7 celdas centrales del calorímetro electromagnético no se incluyen en esta suma, como una primera aproximación para no incluir la contribución propia del fotón. Se sabe que el radio de Molliere, que caracteriza el tamaño del depósito de la lluvia electromagnética, tiene en el calorímetro electromagnético de ATLAS un valor de 1.3 celdas en el *barrel*, por lo que se espera que el 90% de la energía este contenido en una grilla de 3×3 celdas. De esta manera, al no incluir la grilla central de 5×7 celdas, se está reduciendo la contaminación dentro del cono propia del fotón a valores inferiores al 5%.

Además, el cono estará afectado por otros factores externos al propio objeto ais-

²Es también de uso frecuente en ATLAS una variable de aislamiento basada en la información proveniente de las trazas. Para mas detalles ver [66]. En este caso se requiere que la suma de p_T de las trazas en un cono de $\Delta R = 0.3$ en torno al candidato a fotón no supere el valor de 4 GeV

lado. Uno de ellos es el ruido electrónico en las celdas del calorímetro ($E_{\text{ruido}}^{\Delta R=0.4}$), que sigue una distribución Gaussiana centrada en cero. Los otros son las contribuciones provenientes del evento subyacente y del *pileup* (*out-of-time, in-time*) ($E_{\text{pileup}}^{\Delta R=0.4}$). La contribución de estas dos últimas fuentes está determinada por las condiciones en las que se produzcan las colisiones *pp* (*e.g.* cantidad de paquetes colisionando, tiempo entre colisiones) mientras que la contaminación propia del fotón ($E_{\text{cont}}^{\Delta R=0.4}$) depende principalmente del impulso transversal del mismo. Para el caso del ruido electrónico, siendo que el mismo promedia cero, el único efecto que tendrá sobre la distribución de aislamiento será inducir un *smearing* proporcional al tamaño del cono.

Luego, se tiene que la energía proveniente de la actividad hadrónica que acompaña la propia interacción dura ($E_{\text{hard}}^{\Delta R=0.4}$), que es la variable discriminatoria de interés, se relaciona con la energía medida en el cono ($E_{\text{obs}}^{\Delta R=0.4}$) según:

$$E_{\text{hard}}^{\Delta R=0.4} = E_{\text{obs}}^{\Delta R=0.4} - E_{\text{cont}}^{\Delta R=0.4} - E_{\text{ruido}}^{\Delta R=0.4} - E_{\text{pileup}}^{\Delta R=0.4} \quad (4.10)$$

La estimación de $E_{\text{cont}}^{\Delta R=0.4}$ se realizó utilizando simulaciones MC de fotones aislados, parametrizando la energía en el cono como función del impulso transversal del fotón y luego sustrayendo dicha contribución del cono. La estimación de $E_{\text{pileup}}^{\Delta R=0.4}$ sigue un método más complejo y su descripción, junto con el detalle del método anterior, se encuentran en [68]. Para el caso de la contribución proveniente del ruido electrónico, no se realizó estimación alguna de su efecto, ya que el mismo está controlado principalmente por el tamaño del cono.

La visualización de la distribución de aislamiento luego de aplicadas las correcciones, llamada de aquí en más simplemente como $E_T^{\Delta R=0.4}$, en los eventos de interés para este análisis se pospone para el siguiente capítulo.

4.3 Fotonos en el *Trigger*

En ATLAS, electrones y fotones son reconstruidos por el sistema de *trigger* en el rango $|\eta| < 2.5$. Los distintos niveles utilizan diferentes algoritmos que se incrementan en complejidad a medida que el tiempo disponible aumenta. Se da a continuación una descripción parcial de los mismos. La información en detalle sobre el funcionamiento y la reconstrucción de objetos en Nivel 1 se encuentra en [69], mientras que para el Nivel 2 y el EF se encuentra en [66]. La performance del *trigger* de electrones y fotones con los primeros datos del LHC colectados durante el 2010 se presenta en [70].

4.3.1 L1

En este nivel los fotones y electrones son seleccionados utilizando sólo la información del calorímetro, mediante el uso de objetos de granularidad reducida llama-

dos Torres de *Trigger* (TT) que tienen un tamaño de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ y dos capas longitudinales, una correspondiente al calorímetro electromagnético y la otra al calorímetro hadrónico. En cada TT, las celdas del calorímetro se suman separadamente. Un algoritmo con una ventana fija de 4×4 TT escanea el calorímetro en busca de máximos locales, y de encontrarse alguno, se define a partir de la ventana de 4×4 TT asociada al máximo, una región de interés (RoI). Un gráfico esquemático del *cluster* asociado a una dada RoI reconstruida por el Nivel 1 de trigger se observa en la Figura 4.6.

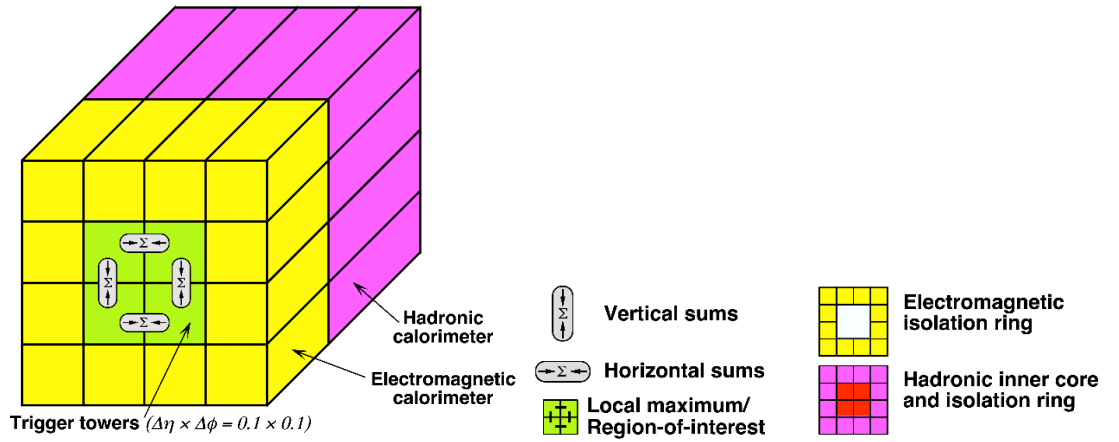


Figura 4.6 Diagrama esquemático de una Torre de *Trigger* en el L1.

Surgen de aquí cuatro variables discriminatorias que permiten distinguir objetos electromagnéticos, electrones y fotones, de otras partículas, hadrones principalmente.

- ⊙ E_T^{Core} : se define como el máximo de energía de alguna de las combinaciones de dos TT vecinas dentro de la ventana central de 2×2 TT del calorímetro electromagnético (pueden formarse hasta cuatro combinaciones de dos TT vecinas).
- ⊙ E_T^{IsoEM} : aislamiento electromagnético, definido como la suma de la energía transversa de las 12 TT del calorímetro electromagnético que bordean la ventana central de 2×2 TT
- ⊙ E_T^{IsoHad} : aislamiento hadrónico, definido como la suma de la energía transversa de las 12 TT del calorímetro hadrónico que bordean la ventana central de 2×2 TT
- ⊙ E_T^{HadLeak} : filtrado hadrónico, definido como la energía transversa total de las 4 TT del calorímetro hadrónico que se encuentran detrás de la ventana central de 2×2 del calorímetro electromagnético.

Desde los comienzos de la toma de datos del LHC, la selección de fotones en ATLAS se basó sólo en la primera de estas variables, no siendo necesario la aplicación de criterios de selección sobre las restantes variables. Los criterios de aislamiento y el filtrado hadrónico jugarán un papel esencial cuando la luminosidad instantánea alcance los valores máximos de diseño y se quiera mantener un umbral de energía relativamente bajo, características principales de la selección de trigger para la búsqueda del Higgs en el canal a dos fotones.

4.3.2 HLT

La reconstrucción de objetos por el Nivel 2, comienza a partir de las regiones de interés (RoIs) definidas por el Nivel 1 que satisfagan los criterios de selección. Sólo para estas regiones, un algoritmo del Nivel 2, escanea el segundo compartimento del calorímetro electromagnético en busca de la celda con mayor energía, y un *cluster* de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.175$ se forma en torno a la misma. De la misma manera que para la selección *off-line*, detallada en la sección anterior, diversas variables que hacen uso de la forma de la lluvia electromagnética en el calorímetro permiten identificar fotones y electrones. El Nivel 2 utiliza la información del primer y segundo compartimento del calorímetro electromagnético y del calorímetro hadrónico. Se forman las siguientes variables:

- ⊙ E_T^{EM} : energía transversa del *cluster* electromagnético
- ⊙ E_T^{Had} : energía transversa del primer compartimento del calorímetro hadrónico detrás del *cluster* electromagnético
- ⊙ f_1 : cociente entre la energía del primer compartimento del calorímetro electromagnético y la energía total
- ⊙ R_η^{L2} : cociente entre la energía de la ventana central de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ celdas del segundo compartimento del calorímetro electromagnético, y la extensión a 7×7 celdas de la misma ventana.
- ⊙ E_{ratio}^{L2} : cociente entre la diferencia de los dos depósitos de energía mas altos en el primer compartimento del calorímetro electromagnético y la suma de los mismos.

Los criterios de selección sobre cada una de estas variables, han sido optimizados cuidadosamente en distintas regiones de η y p_T a fin de lograr la mayor eficiencia posible manteniendo la tasa de eventos dentro de los valores aceptados.

Para el caso del *Event Filter* la reconstrucción de fotones utiliza las mismas herramientas que la reconstrucción *off-line* detallada en la Sección 4.1. Los *clusters* son reconstruidos utilizando un algoritmo tipo "*sliding window*" guiado por las

regiones de interés identificadas por el nivel anterior. El tamaño de los mismos está fijado al mismo valor utilizado en el caso *off-line*. La identificación de fotones se basa en las mismas variables de selección, siendo sus valores de corte igual o menos exigentes que los utilizados en la selección *off-line*.

5

RECONSTRUCCIÓN DE EVENTOS

El presente capítulo tiene como primer objetivo fijar las bases del análisis a partir de los estudios de simulaciones MC. Se comienza en la Sección 5.1 con una breve descripción de la generación de los eventos característicos de las señales de dimensiones extra en colisiones pp , siguiendo con la simulación del paso de las partículas salientes por el detector ATLAS y su reconstrucción, para luego presentar la topología típica de estos eventos, incluyendo el estudio del aislamiento calorimétrico de los fotones salientes. En el final de la sección, se presentan los resultados de la optimización de la selección de los eventos de interés.

En la Sección 5.2, se describen los datos colectados por ATLAS de las colisiones pp del LHC durante los meses de marzo y agosto del 2011, correspondientes a una luminosidad integrada de 2.12 fb^{-1} . Este conjunto de datos es el utilizado en esta Tesis para realizar la búsqueda de nueva física en la distribución de masa invariante en sus dos aspectos: resonante (RS) y no resonante (ADD). Además, se presenta la eficiencia de selección de fotones en este tipo de eventos y posteriormente la eficiencia de selección global de eventos *off-line*. Luego se describe el procedimiento para la obtención de la medida de la eficiencia del *trigger* de fotones en datos, mostrando los resultados obtenidos por los tres métodos “*data-driven*” utilizados y aquellos provenientes de las simulaciones.

La última parte del capítulo presenta un estudio de la distribución de masa invariante de los gravitones resonantes provenientes del modelo RS. Se obtuvo una parametrización de la respuesta del detector como función de la masa invariante del par de fotones. En la sección final, se resumen las correcciones NLO a las predicciones de la sección eficaz de producción de gravitones dentro de los dos modelos discutidos en esta Tesis, provenientes de trabajos complementarios de miembros ajenos a la Colaboración ATLAS.

5.1 Simulación MC de Eventos

Las muestras simuladas para la señal resonante del modelo RS fueron producidas utilizando la implementación del modelo en el generador PYTHIA (Sección 5.1.1) versión 6.424, especificado completamente a partir de los valores de m_G y k/\overline{M}_{Pl} , con el conjunto de PDF MRST2007 [71]. Se generaron muestras que cubren la totalidad del espacio de fase de los parámetros, tal como se observa en la Tabla 5.1. Se incluyen además, los valores del ancho de la resonancia (Γ) y de $\sigma \times BR$ a LO en el canal a dos fotones provenientes de dicha implementación¹.

Para el modelo no resonante ADD, las muestras se generaron mediante el uso de SHERPA [72] y utilizando el conjunto de PDF CTEQ6L [73]. Se generaron muestras para dos de los tres formalismos considerados, GRW y Hewett, y el detalle de cada una se presenta en la Tabla 5.2. Cabe mencionar que la sección eficaz a LO se torna no perturbativa cuando el valor de \hat{s} en el proceso $2 \rightarrow 2$ excede M_S^2 . Dado que este efecto no es tenido en cuenta en SHERPA, se impuso conservativamente la condición $\sigma = 0$ para $\sqrt{\hat{s}} > M_S$. Además, a fin de reducir el número de eventos a simular, se aplicó un corte inferior a nivel generador en el valor de $m_{\gamma\gamma}$ igual a 500 GeV para todas las muestras, fijado a partir de los límites previamente establecidos (ver Sección 1.2.1.2).

Otros procesos del Modelo Estándar de interés para este análisis tales como la producción directa de dos fotones en el estado final, descrita en el siguiente capítulo, y eventos QCD con dos *jets* en el estado final también se obtuvieron mediante el uso de PYTHIA 6.424 con el conjunto de PDFs MRST2007. Para el primer caso, a fin de obtener una distribución de masa invariante con buena estadística en todo el rango hasta ~ 2.5 TeV y reducir el costo computacional de la simulación, se generaron varias muestras con distintos filtros a nivel generador. Los detalles del filtro en cada muestra, junto con los valores de las secciones eficaces a LO se describen en la Tabla 5.3.

5.1.1 PYTHIA

PYTHIA [74] es un generador MC a LO. Las cascadas partónicas de uso muy común en física de colisionadores para la generación de un diverso tipo de procesos incluyendo QCD, electrodébil y otros más exóticos, siguen la evolución DGLAP [75–77]. Incluye la radiación QED emitida por los quarks en el estado inicial (ISR) y final (FSR), así como también, el evento subyacente, simulado a través del uso del modelo de interacciones múltiples de partículas (MPI), y la hadronización de partones modelada con el modelo de cuerdas de Lund [78].

El paso de las partículas salientes de la interacción pp (simulada por PYTHIA) por

¹Nótese que los resultados finales se obtuvieron a partir de las predicciones de $\sigma \times BR$ obtenidas por el conjunto de PDF CTEQ6L a LO y CTEQ6.6M a NLO (ver Sección 5.4).

m_G [GeV]	k/\overline{M}_{Pl}	Γ [GeV]	LO $\sigma \times BR$ [fb]	ID Muestra
300	0.01	0.045	1052	106684
500	0.01	0.075	82.5	105623
	0.03	0.680	741.8	106644
700	0.01	0.089	12.98	115557
	0.03	0.871	116.3	115558
	0.05	2.646	329.5	105835
800	0.01	0.120	6.0	106623
	0.03	1.088	54.4	105833
	0.05	2.79	150.1	115559
	0.10	12.09	600.9	105838
900	0.03	1.15	26.94	115560
	0.05	2.98	74.99	115561
	0.07	5.67	142.8	115562
	0.10	12.06	293.1	115563
1000	0.01	0.151	1.56	106643
	0.03	1.361	13.9	105834
	0.05	3.780	39	105836
	0.10	15.12	152.6	105839
1100	0.05	3.75	20.99	115564
	0.07	7.44	41.15	115565
	0.10	14.93	83.46	115566
	0.20	57.6	326.5	115567
1250	0.05	4.725	9.08	105324
	0.07	8.23	17.96	115568
	0.10	18.90	36.1	105841
	0.15	37.3	81.07	115569
	0.20	65.2	142.2	115570
1500	0.05	4.725	2.64	105837
	0.1	8.23	10.5	115568
1750	0.1	26.46	3.44	119870
2200	0.1	30.24	1.21	119871
2250	0.1	34.02	0.46	119872

Tabla 5.1 Muestras simuladas de señales del modelo RS. Los parámetros m_G y k/\overline{M}_{Pl} indican la masa de la primer resonancia y el acoplamiento adimensional de la teoría, respectivamente.

Formalismo	M_s [TeV]	LO $\sigma \times BR$ [pb]	ID Muestra
GRW	1.5	0.317111	145066
	2.0	0.242213	145067
	2.5	0.182024	145068
	3.0	0.168186	145069
	3.5	0.164068	145070
	4.0	0.162511	145071
	4.5	0.161834	145072
	5.0	0.16159	145073
Hewett-	1.5	0.282386	145074
	2.0	0.17466	145075
	2.5	0.162013	145076
	3.0	0.159809	145077
	3.5	0.160163	145078
	4.0	0.160175	145079
	4.5	0.160598	145080
	5.0	0.160513	145081

Tabla 5.2 Muestras simuladas de señales del modelo ADD. El parámetro M_s se corresponde con el *cutoff* ultravioleta de la teoría. Para más detalles ver el texto.

Proceso	Filtro Generador	LO σ [pb]	ID Muestra
$\gamma\gamma$	$p_T^{\gamma^1} > 15 \text{ GeV}, p_T^{\gamma^2} > 15 \text{ GeV}$	103.15	105964
$\gamma\gamma$	$p_T^{\gamma^1} > 15 \text{ GeV}, p_T^{\gamma^2} > 15 \text{ GeV}, m_{\gamma\gamma} > 200 \text{ GeV}$	1.372	105964
$\gamma\gamma$	$p_T^{\gamma^1} > 15 \text{ GeV}, p_T^{\gamma^2} > 15 \text{ GeV}, m_{\gamma\gamma} > 800 \text{ GeV}$	8.8×10^{-3}	119829
<i>jet-jet</i>	$p_T^{j1} > 15 \text{ GeV}, p_T^{j2} > 15 \text{ GeV}$	9.7495×10^7	105802

Tabla 5.3 Muestras simuladas de varios procesos del Modelo Estándar relevantes para este análisis.

el detector es simulado utilizando el programa GEANT4 [79]. Este es un paquete de simulación focalizado en la interacción de las partículas con las distintas partes del detector, y permite la implementación detallada de la geometría del detector y los campos magnéticos. Entre los procesos físicos simulados, se encuentran la ionización, *bremstrahlung*, conversión de fotones, dispersiones múltiples, absorción y radiación de transición. Más detalles de la generación de eventos en ATLAS y la configuración de los distintos parámetros se encuentran en [80].

5.1.2 Topología de los Eventos

Posterior a la simulación de los eventos y el paso de las partículas salientes por el detector, los objetos físicos son reconstruidos para su análisis. Los algoritmos detallados en la Sección 4.1 son utilizados para reconstruir los fotones en el estado final. En la Figura 5.1 se presentan las distribuciones normalizadas de p_T y η de los fotones en el estado final para eventos tipo señal (RS y ADD) y eventos de dos fotones directos del Modelo Estándar, donde por un lado se muestran las distribuciones para el fotón más energético en el evento y por otro las del segundo más energético. A los candidatos a fotones se les exige satisfacer los criterios de selección *tight* (ver Sección 4.2.2) y un $p_T > 25$ GeV². Se observa en las distribuciones de p_T que el decaimiento de un gravitón RS tiende a distribuir su energía simétricamente entre los dos fotones, mientras que en eventos tipo ADD o $\gamma\gamma$, las distribuciones son más uniformes.

En términos de η los decaimientos de gravitones RS son en su mayoría centrales, entendiéndose por centrales eventos con los dos fotones del decaimiento atravesando el *barrel* del calorímetro. Para los eventos tipo ADD, el porcentaje de fotones periféricos es mayor, aumentando con el valor de M_S . En la Tabla 5.4 se presenta el detalle de la composición de los eventos en términos de la posición de los fotones y se incluye también, la aceptación (\mathcal{A}), obtenida como el cociente entre los eventos con los dos fotones en el estado final cayendo dentro de la región de precisión del detector ($|\eta| < 1.37$ o $1.52 < |\eta| < 2.37$), respecto del número total de eventos generados.

Finalmente, se muestra en la Figura 5.2 la distribución de $\Delta\phi$ ³ entre los dos fotones más energéticos en eventos simulados de señales RS y ADD, y de eventos tipo $\gamma\gamma$ del Modelo Estándar. Solamente pares de fotones que satisfacen los criterios de selección *tight* y donde cada uno tiene un $p_T > 25$ GeV están incluidos. Tal como era de esperar para este estado final, los fotones salientes están bien separados en ϕ , y salen en su mayoría en sentidos opuestos respecto del punto de interacción (*back-to-back*).

5.1.2.1 Distribución de Aislamiento

La distribución de aislamiento después de las correcciones por la contaminación en el cono del propio fotón, por el evento subyacente y el *pileup*, descritas en la Sección 4.2.3, puede observarse en la Figura 5.3 para el fotón más energético (γ_1) y el segundo más energético (γ_2) en eventos simulados de señales RS y ADD y eventos con dos fotones en el estado final del Modelo Estándar. En todos los casos, a cada fotón se le exige $p_T > 25$ GeV y los criterios de selección *tight*. La comparación muestra diferencias en las colas de la distribución, siendo las mismas más largas

²Para un fotón, el p_T se define como : $p_T = E_T = \frac{E}{\cosh \eta}$

³ $\Delta\phi = |\phi_{\gamma_1} - \phi_{\gamma_2}|$ con el cambio por $\Delta\phi' = 2\pi - \Delta\phi$ si $\Delta\phi > \pi$.

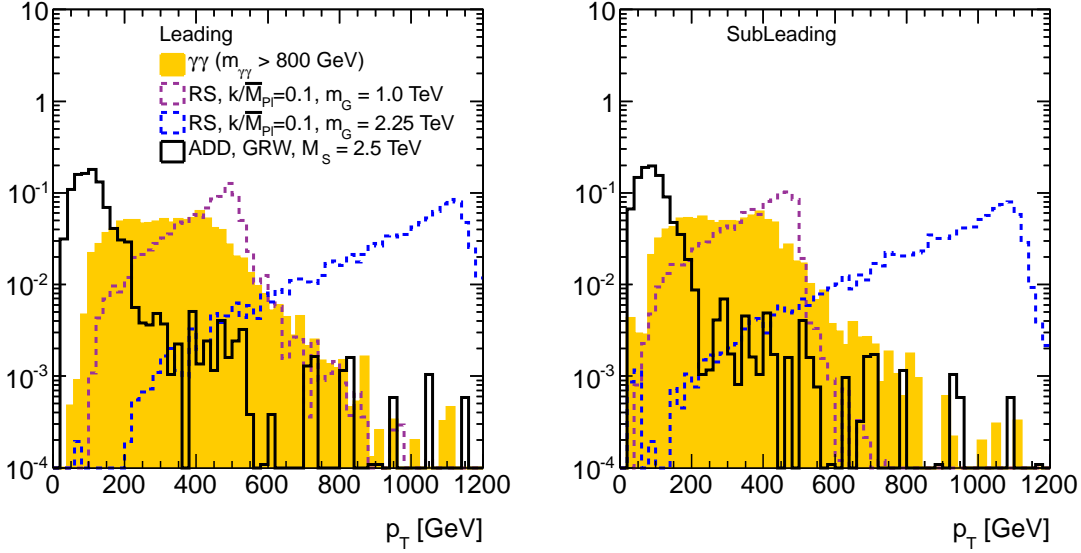
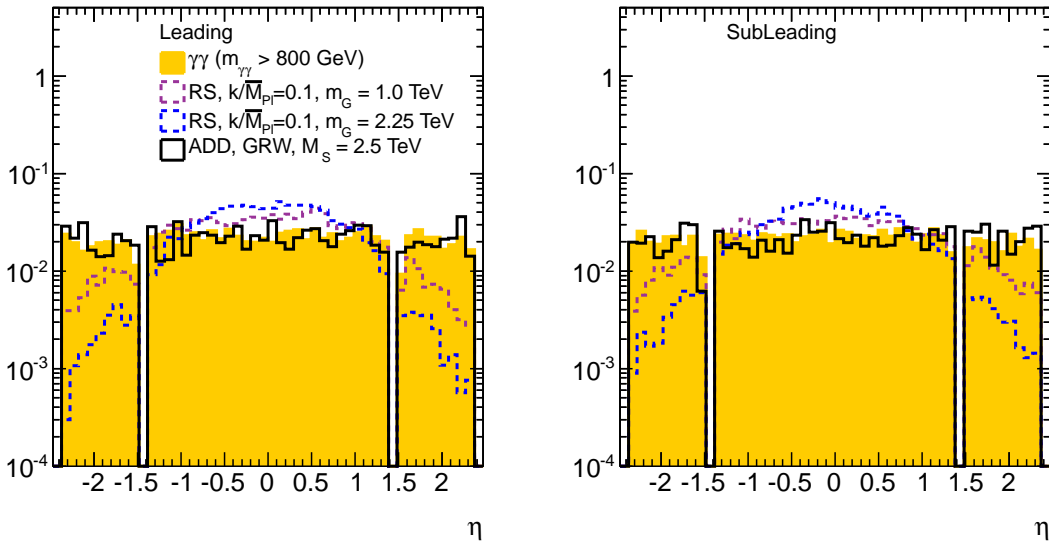
(a) p_T (b) η

Figura 5.1 Distribuciones normalizadas de p_T y η para el fotón más energético (izquierda) y el segundo más energético (derecha) en eventos simulados de tipo RS, ADD y SM $\gamma\gamma$. Se incluyen sólo fotones reconstruidos en la región de aceptación del detector, que satisfacen un criterio de selección *tight* y que tienen un $p_T > 25\text{GeV}$.

Proceso	$\mathcal{A}[\%]$	Topología del Evento [%]		
		B-B	B-E	E-E
SM $\gamma\gamma$				
Sin corte en $m_{\gamma\gamma}$	87.4	85.8	12.4	1.8
$m_{\gamma\gamma} > 200$ GeV	67.2	53.9	39.1	7.0
RS $G \rightarrow \gamma\gamma$ $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$				
$m_G = 1.0$ TeV	86.6	72.7	24.6	2.7
$m_G = 1.5$ TeV	89.1	81.8	16.0	2.2
$m_G = 2.0$ TeV	91.0	88.9	9.7	1.4
ADD $G \rightarrow \gamma\gamma$ GRW				
$M_S = 1.5$ TeV	54.7	71.2	26.0	2.8
$M_S = 2.0$ TeV	32.2	64.6	30.8	4.6
$M_S = 2.5$ TeV	18.8	54.2	36.8	9.0
$M_S = 3.0$ TeV	14.4	42.1	47.2	10.6
$M_S = 3.5$ TeV	13.2	42.0	45.7	12.3
$M_S = 5.0$ TeV	11.7	37.0	48.9	14.1

Tabla 5.4 Aceptancia para las distintas muestras simuladas de señal (RS y ADD) y el proceso $\gamma\gamma$ del SM, junto con la composición porcentual de los eventos según los fotones atraviesen el barril (B) o las tapas (E) del calorímetro electromagnético. Para más detalles ver el texto.

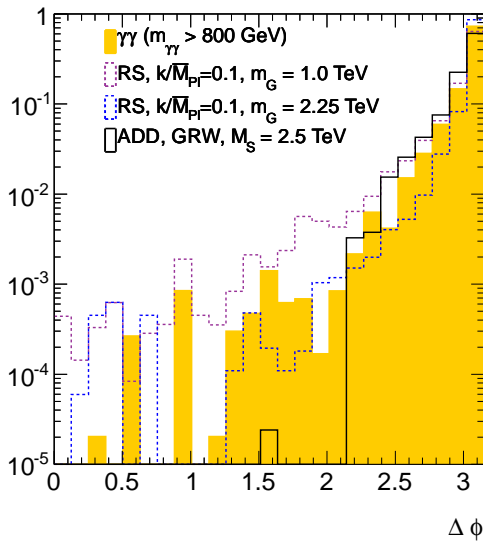
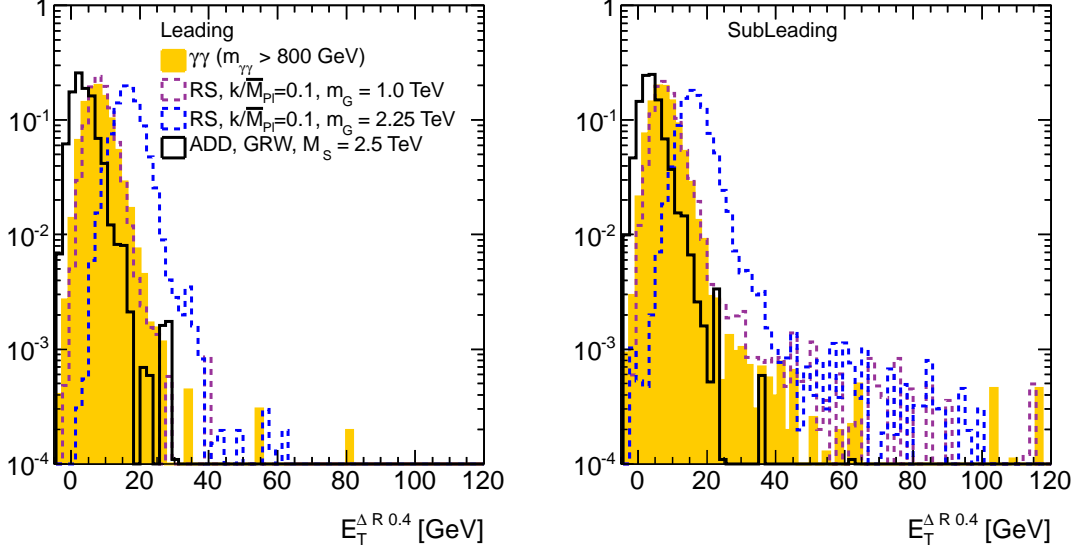
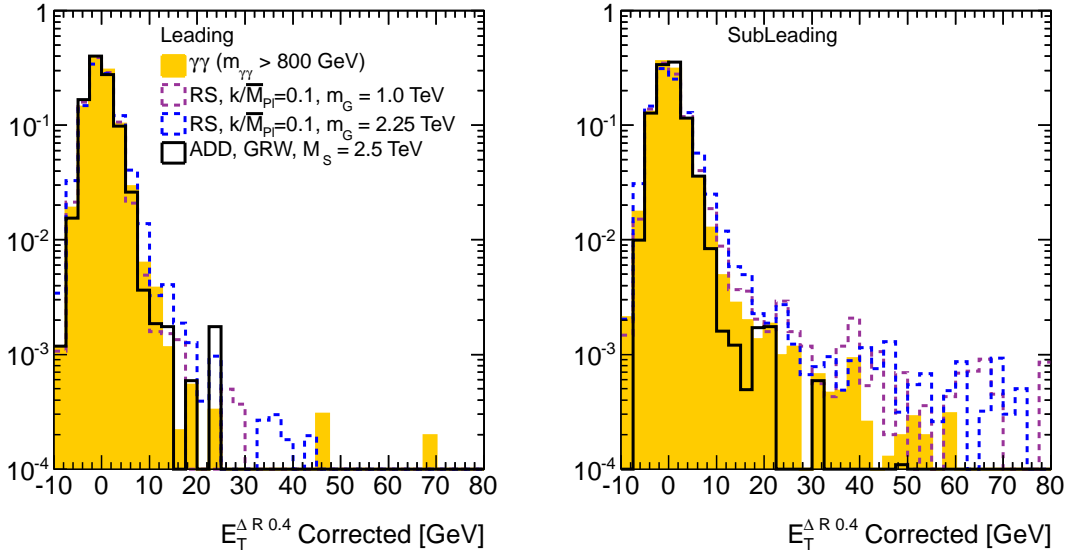


Figura 5.2 Distribución normalizada de $\Delta\phi$ en eventos simulados de tipo RS, ADD y SM $\gamma\gamma$. Se incluyen sólo pares de fotones reconstruidos en la región de aceptación del detector, que satisfacen un criterio de selección *tight* y que tienen un $p_T > 25$ GeV.

para el segundo fotón más energético respecto del primero, evidenciándose efectos más pronunciados para los gravitones del modelo RS.



(a) Aislamiento previo a las correcciones



(b) Aislamiento post-correcciones

Figura 5.3 Distribuciones normalizadas de aislamiento para el fotón más energético (izquierda) y el segundo más energético (derecha) en eventos simulados de tipo RS, ADD y SM $\gamma\gamma$. Se incluyen sólo fotones reconstruidos en la región de aceptación del detector, que satisfacen un criterio de selección *tight* y que tienen un $p_T > 25\text{GeV}$.

A fin de cuantificar este efecto, la media y el RMS de la distribución de aislamiento se comparó como función del momento transversal de los fotones para los

eventos tipo RS y SM $\gamma\gamma$, donde se omitió la señal ADD por su similitud con este último. Para cubrir el mayor rango posible en p_T , se combinaron 10 muestras simuladas de gravitones que van desde 500 hasta 2250 GeV, mientras que para los eventos de producción directa de dos fotones del Modelo Estándar, se combinaron las tres muestras disponibles (Tabla 5.3). Los resultados se presentan en las Figuras 5.4 y 5.5 para el fotón más energético en el evento y el segundo más energético respectivamente. Las barras horizontales representan la región de p_T cubierta en cada *bin*. Se observa que las distribuciones para γ_1 a lo largo de todo el rango de p_T son similares entre los distintos tipos de eventos, mientras que las correspondientes a γ_2 en eventos de gravitones RS, no sólo se corren hacia valores más grandes, sino también, presentan un ancho mayor. Las diferencias son constantes como función de p_T .

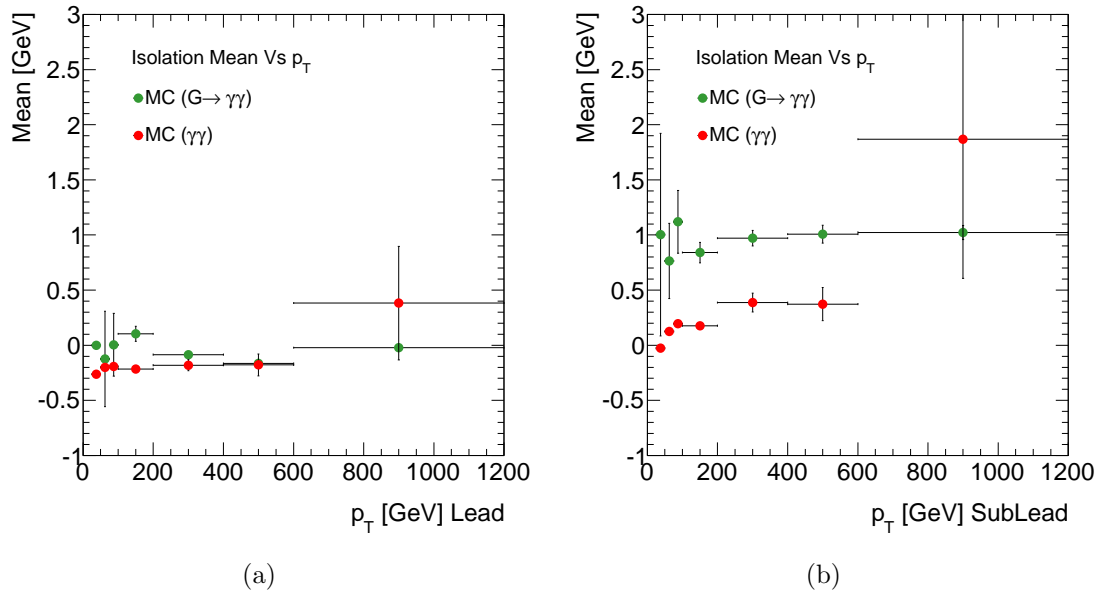


Figura 5.4 Valor medio del aislamiento calorimétrico como función del momento transversal del fotón. Se muestran los resultados para el fotón más energético (a) y el segundo más energético (b) en eventos tipo RS y $\gamma\gamma$ del Modelo Estándar.

El mismo estudio se realizó para la distribución de aislamiento previo a las correcciones, y los resultados se muestran en las Figuras 5.6 y 5.7. Claramente se observa que el efecto mencionado arriba, que evidencia mayor actividad en el cono para γ_2 respecto de γ_1 en eventos de gravitones RS, se encuentra presente previo a las correcciones y por lo tanto no es consecuencia de las mismas.

Siendo que en este tipo de procesos los fotones están bien separados en ϕ , la actividad del evento subyacente podría ser la responsable del efecto y por ello, un estudio detallado del mismo es recomendable para futuros análisis en ATLAS, en particular, cuando las incertezas estadísticas se reduzcan a niveles extremadamente

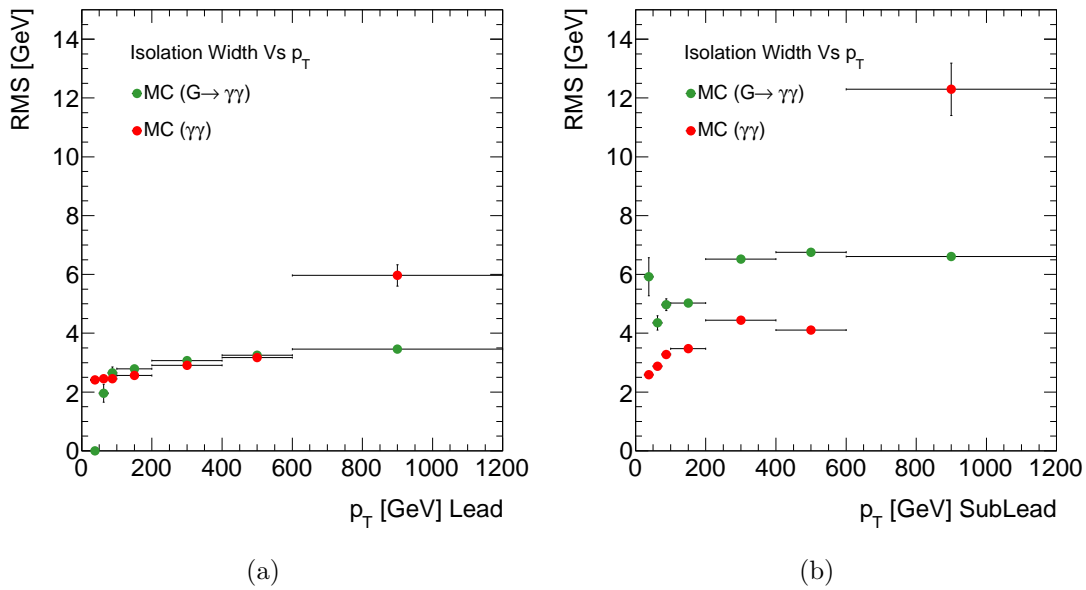


Figura 5.5 RMS del aislamiento calorimétrico como función del momento transversal del fotón. Se muestran los resultados para el fotón más energético (a) y el segundo más energético (b) en eventos tipo RS y $\gamma\gamma$ del Modelo Estándar.

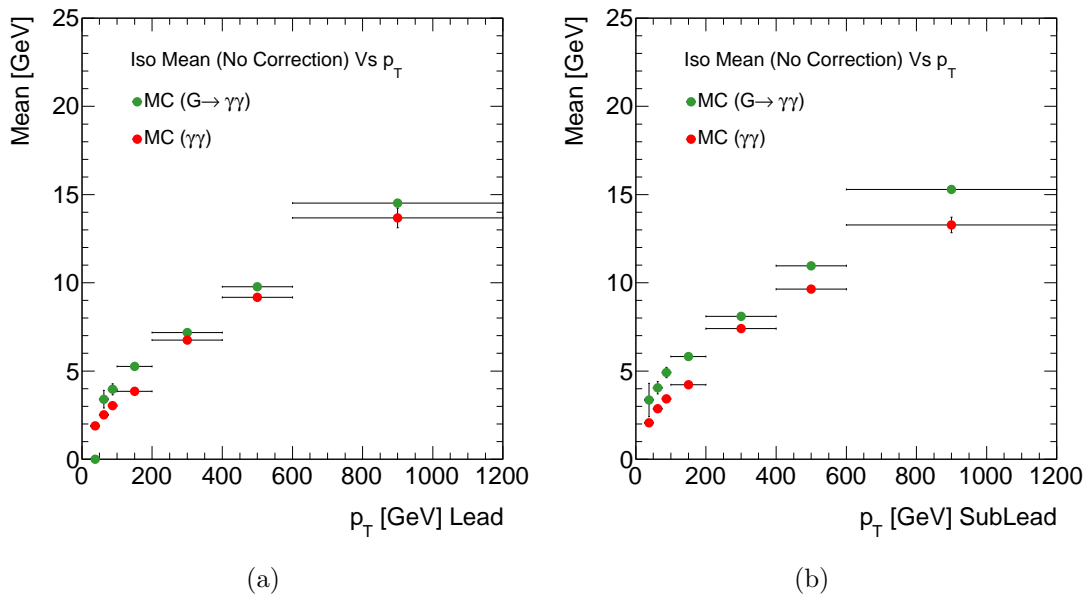


Figura 5.6 Como la Figura 5.4 pero con el aislamiento previo a las correcciones.

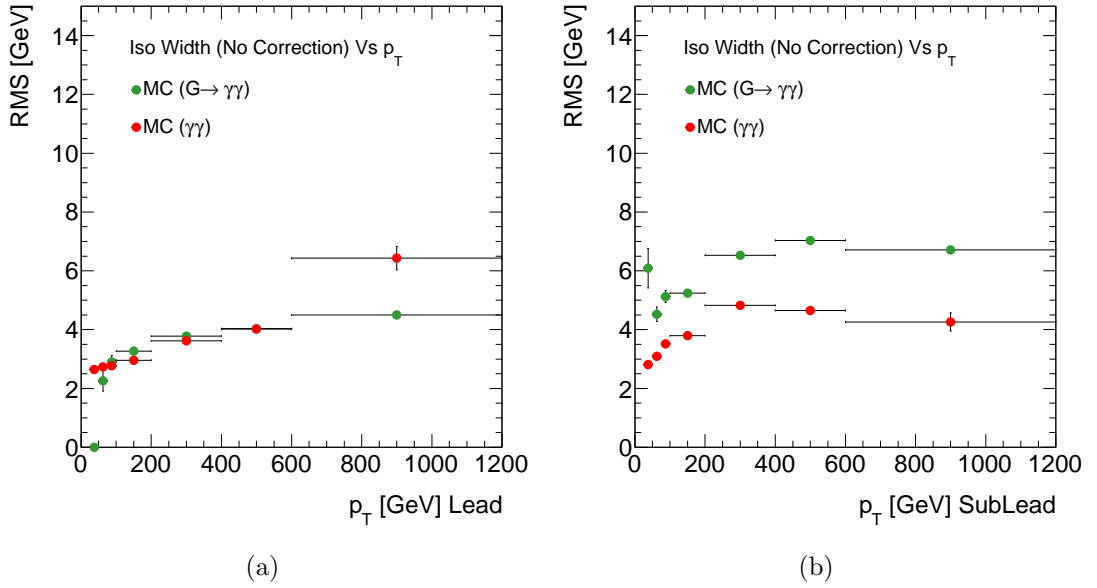


Figura 5.7 Como la Figura 5.5 pero con el aislamiento previo a las correcciones.

pequeños. Para el presente trabajo, tal como será presentado en la Sección 5.2.3, el impacto de este efecto en la eficiencia de selección de eventos resultó ser pequeño ($\text{eff}(\gamma_1) - \text{eff}(\gamma_2) < 2\%$) y por ello, no se consideraron necesarios estudios adicionales.

5.1.3 Selección Óptima de Eventos

La selección óptima de los eventos de interés para este análisis se determinó en estudios previos de simulaciones MC [81] como aquella que maximice la significancia de descubrimiento para un dado valor de la luminosidad integrada. De esta manera, sólo se seleccionarán eventos con dos fotones reconstruidos, cada uno satisfaciendo los siguientes criterios de selección:

- ⊙ Selección cinemática: $p_T > 25$ GeV, y $|\eta| < 1.37$ o $1.52 < |\eta| < 2.37$
- ⊙ Identificación : *tight*
- ⊙ Aislamiento : $E_T^{\Delta R=0.4}(\text{post-correcciones}) < 5$ GeV

Los estudios con simulaciones MC muestran que se pueden obtener significancias muy similares relajando el criterio de aislamiento en algunos GeV. Sin embargo, a fin de obtener una muestra con una pureza alta de fotones se mantuvo el corte en la variable de aislamiento en 5 GeV.

5.2 Datos de Colisiones pp a 7 TeV del LHC

Los datos utilizados para este trabajo fueron colectados por el detector ATLAS entre el mes de marzo y el mes de agosto del 2011 durante colisiones estables pp a 7 TeV del LHC y se corresponden con una luminosidad integrada de 2.12 fb^{-1} . Los eventos seleccionados debieron satisfacer una serie de criterios de calidad además de la selección específica de este trabajo. Se resume a continuación la selección completa de eventos

1. **Trigger:** Se seleccionaron aquellos eventos que satisfacen el *trigger* 2g20_loose, optimizado para seleccionar eventos con dos *clusters* en el calorímetro electromagnético de energía mayor a 25 GeV. El detalle de los criterios de selección aplicados por esta cadena de *trigger* se discuten más adelante en la Sección 5.2.4. Tal como se verá, este *trigger* es completamente eficiente en seleccionar los eventos de interés para este trabajo.
2. **Funcionalidad del Detector y Vértice Primario :** Se incluyeron eventos en los que las distintas componentes del calorímetro , el detector interno y los imanes se encontraban en óptimas condiciones de operación, a fin de asegurar la correcta reconstrucción de las distintas partículas en el estado final. Se exigió además, que los eventos contengan un vértice primario reconstruido con al menos tres trazas, rechazando de esta manera, posibles señales provenientes de radiación cósmica o del propio halo del haz de protones.
3. **Pre-Selección :** Se exigió la presencia de al menos dos fotones con un $p_T > 25 \text{ GeV}$ y que satisfagan los criterios de selección *loose* (ver Sección 4.2.2) reconstruidos en la región de precisión del calorímetro electromagnético: $|\eta| < 1.37$ o $1.52 < |\eta| < 2.37$, donde η se mide a partir de la información del segundo compartimiento. En esta instancia, se exigió a cada fotón que satisfaga condiciones de calidad, con el objetivo de excluir la presencia de señales provenientes del ruido propio del calorímetro.
4. **Selección Final (*Tight* + Aislamiento):** Sobre el par de fotones más energético provenientes de la preselección, se exigieron los criterios de selección *tight* y la condición que el aislamiento calorimétrico sea menor a 5 GeV.
5. **Superposición con el Canal e^+e^- :** Se comprobó que los eventos incluidos en este análisis no hayan sido incluidos en el estudio del canal e^+e^- por parte de ATLAS [82] a fin de garantizar la independencia de los datos al momento de la combinación de los canales (ver Sección 8.3.1.2). Estudios de simulaciones MC mostraron que la superposición de eventos entre el canal $\gamma\gamma$ y el canal e^+e^- sucede mayoritariamente para pares con masa invariante en las cercanías

de la resonancia del bosón Z. Por este motivo, aquellos eventos seleccionados por ambos estudios, se mantuvieron dentro del canal leptónico, siendo la pérdida de eventos en el canal $\gamma\gamma$ por seguir esta estrategia menor al 1 por mil.

Se muestra en la Tabla 5.5 el número de eventos observados luego de cada una de las instancias de selección. El conjunto de datos inicial, incluye todos los eventos seleccionados por el *trigger* 2g20_loose, en los que además, se reconstruyeron al menos dos fotones con un $p_T > 20\text{GeV}$.

Criterio de Selección	Eventos
1. <i>Trigger</i>	1,926,661
2. Funcionalidad del Detector y Vértice Primario	1,590,530
3. Pre-Selección	533,452
4. Selección Final	
Criterios <i>tight</i>	99,870
Aislamiento Calorimétrico	61,123
5. Superposición con Canal e^+e^-	60,327

Tabla 5.5 Número de eventos luego de cada una de las instancias de selección. Los datos incluidos se corresponden con una luminosidad integrada de 2.12 fb^{-1} .

5.2.1 Repesado de las Simulaciones por *Pileup*

A fin de representar correctamente los efectos del *pileup* en los eventos simulados, la distribución de $\langle \mu \rangle$ (ver Sección 3.2.6) de cada muestra de eventos simulados se escaleó a la distribución proveniente de los datos utilizados. Así, a cada evento se le asignó un factor de escala que se utilizó para obtener la correcta normalización de cada una de las distribuciones.

5.2.2 Eficiencia de Reconstrucción e Identificación de Fotones

La performance de la selección *tight* para fotones de momento transversal alto fue investigada con muestras simuladas de señales RS y ADD, así como también aquellas provenientes del proceso de dos fotones directos del Modelo Estándar, y para todos los casos, a fin de incrementar la estadística, se combinaron varias de las muestras detalladas en las Tablas 5.1, 5.2 y 5.3. La eficiencia se obtuvo como el cociente entre el número de fotones reconstruidos, que satisfacen los criterios de selección *tight*, además de los criterios de la pre-selección, y se asocian geoméricamente ($\Delta R < 0.1$)

con un fotón a nivel generador; respecto del número de fotones a nivel generador con un $p_T > 25$ GeV y dentro de la región de aceptación del detector. Para obtener la eficiencia, las variables discriminatorias (Sección 4.2) de los eventos simulados fueron corregidas según factores de corrección provenientes de la comparación de las mismas con los datos. Estas correcciones son típicamente no mayores al 10% y disminuyen con la energía del fotón. El detalle completo de estas correcciones y su derivación pueden obtenerse de [83].

En la Figura 5.8 se muestra la eficiencia como función del momento transversal simulado para fotones en el *barrel* y en el *endcap* del calorímetro electromagnético. Se observan, en todos los casos, valores entre 80-90% dependiendo de la región de η , siendo las eficiencias en el *barrel* mayores.

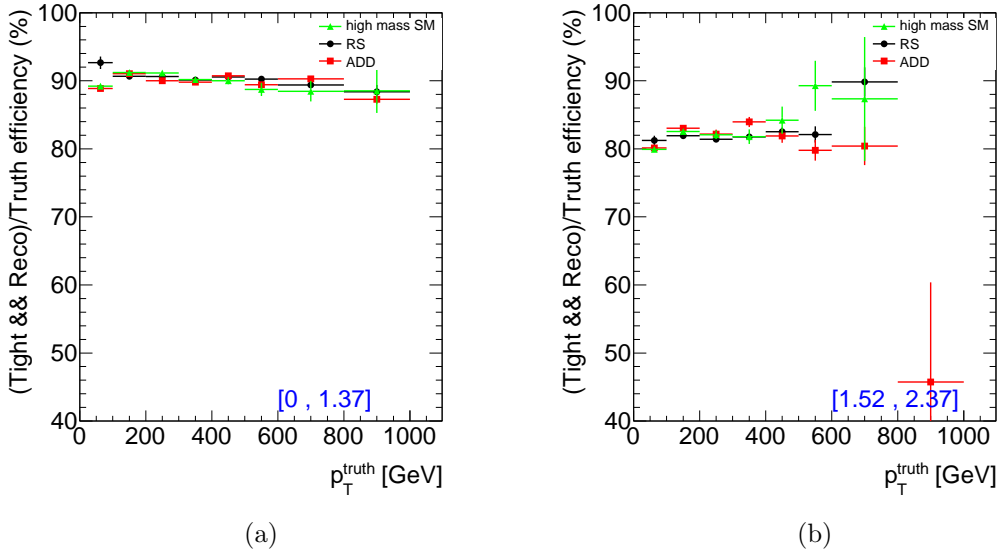


Figura 5.8 Eficiencia de los criterios de selección *tight* como función del p_T del fotón en muestras simuladas de señales RS y ADD y eventos $\gamma\gamma$ del Modelo Estándar. Se presentan en (a) los resultados para fotones en el barril, mientras que en (b) los correspondientes a las tapas.

Adicionalmente, se obtuvo la eficiencia de selección luego de incluir el criterio de aislamiento. Los resultados se presentan en la Figura 5.9, observándose un decrecimiento en el valor de la eficiencia cercano al 5% constante sobre las distintas regiones de η y p_T , pero al mismo tiempo incrementando la pureza de la muestra en un factor similar. Se observa además una pequeña diferencia en la eficiencia dentro de la misma región de p_T para los fotones provenientes de los distintos procesos, producto de la diferencia en sus variable de aislamiento descrita en la Sección 5.1.2.1. Esta diferencia en eficiencias es, sin embargo, pequeña y queda contenida dentro de las incertezas sistemáticas tal como se describirá en la Sección 7.1.

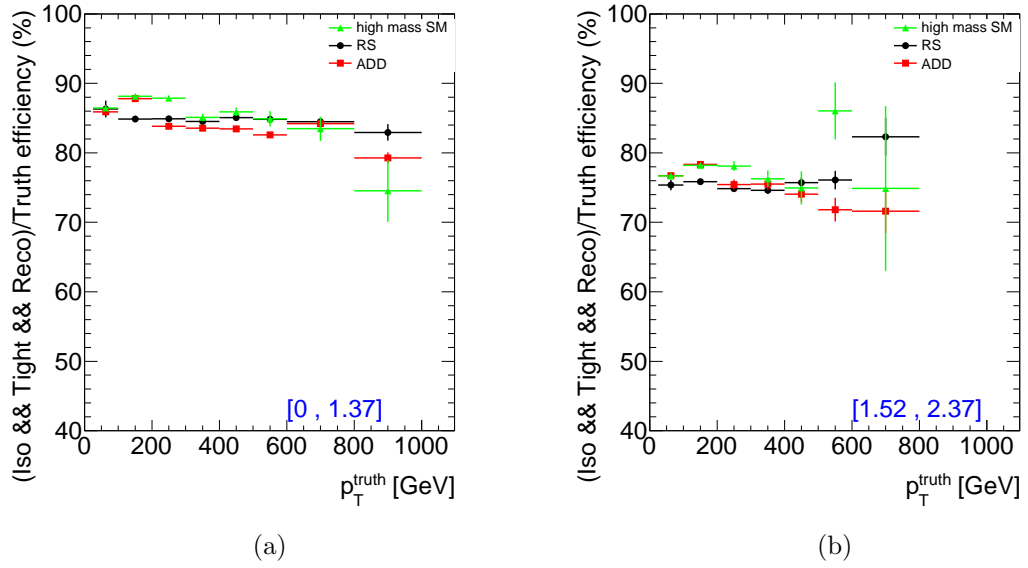


Figura 5.9 Eficiencia de los criterios de selección *tight* y el criterio de aislamiento como función del p_T del fotón en muestras simuladas de señales RS y ADD y eventos $\gamma\gamma$ del Modelo Estándar. Se presentan en (a) los resultados para fotones en el barril, mientras que en (b) los correspondientes a las tapas.

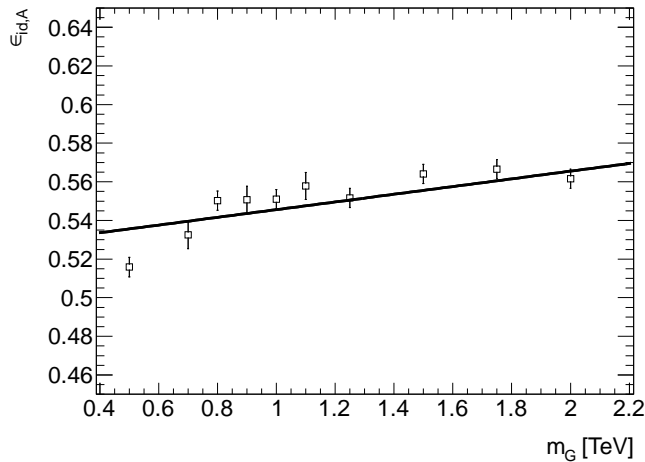


Figura 5.10 Eficiencia de selección global (incluyendo aceptación) para eventos simulados del modelo RS como función de la masa de la resonancia. Se incluye superpuesto el ajuste a una función lineal utilizado para la interpolación entre puntos. Sólo se incluyen incertezas estadísticas.

5.2.3 Eficiencia de Selección de Eventos RS y ADD

La eficiencia de selección de eventos sobre muestras simuladas de señal se muestra en la Figura 5.10 para el modelo RS y en la Tabla 5.6 para el modelo ADD. Para el modelo resonante, la eficiencia obtenida mostró sólo dependencia con m_G , y se parametrizó con un función lineal. Para el modelo no resonante, se separan los efectos propios de la aceptación del detector en η de los restantes criterios de selección. Se observan eficiencias entre 68-76% dependiendo del formalismo, que se reducen a valores entre 9-38% al incluir la aceptación.

Formalismo	ϵ_{id} [%]	$\epsilon_{id,A}$ [%]
GRW		
$M_S = 1.5$ TeV	68.8	37.7
$M_S = 2.0$ TeV	69.4	22.4
$M_S = 2.5$ TeV	71.6	13.5
$M_S = 3.0$ TeV	73.2	10.0
$M_S = 3.5$ TeV	72.0	9.5
$M_S = 4.5$ TeV	73.6	9.1
$M_S = 5.0$ TeV	76.4	8.9
Hewett-		
$M_S = 2.0$ TeV	70.4	11.2
$M_S = 3.0$ TeV	72.7	8.74
$M_S = 4.5$ TeV	73.7	8.7

Tabla 5.6 Eficiencia de selección (ϵ_{id}) para eventos simulados del modelo ADD dentro de los formalismos GRW y Hewett. Los efectos de aceptación se muestran por separado ($\epsilon_{id,A}$). Para más detalles ver el texto.

5.2.4 Medida de la Eficiencia del Trigger

El *trigger* utilizado para seleccionar los eventos de interés con dos fotones de alto p_T es el 2g20_loose. Este *trigger* está optimizado para tener una muy alta eficiencia de selección para eventos con dos fotones con $p_T > 25$ GeV, y está compuesto por los siguientes elementos en cada nivel del *trigger*:

- ⊙ L1 \rightarrow L1_2EM14 : Este elemento exige la presencia de dos regiones de interés, cada una con un $E_T > 14$ GeV.
- ⊙ L2 \rightarrow L2_2g20_loose: A los *clusters* formados a partir de las RoIs del L1, se le aplican los criterios de selección sobre todas las variables descritas en la Sección 4.3. El corte en la E_T de cada *cluster* para este elemento es 19 GeV, mientras que los restantes criterios de selección están optimizados en 6 regiones de η . Para más detalles sobre la selección del HLT ver [70].
- ⊙ EF \rightarrow EF_2g20_loose: Para aquellos eventos que satisfacen la selección del L1 y el L2, se aplican los criterios de selección *loose* del EF a cada *cluster*, con un corte en $E_T > 20$ GeV.

La medida de la eficiencia *on-line* de selección de los eventos de interés para este análisis en los datos de colisiones pp , no es una tarea trivial ya que presenta diversas dificultades técnicas. El problema mayor pasa por encontrar un conjunto grande de eventos no sesgado sobre el que se puedan aplicar los criterios de selección del

trigger 2g20_loose. Para ello es necesario que los eventos u objetos físicos a estudiar se seleccionen mediante un *trigger* que no exija condiciones sobre las variables calorimétricas de los distintos niveles, evitando así introducir un sesgo sobre la eficiencia medida. Por supuesto, los eventos aceptados por este tipo de *triggers* con criterios de selección muy relajados, no pueden ser todos guardados en disco para su posterior estudio, sino que se cuenta con sólo un subconjunto de los mismos. Las condiciones de operación del *trigger* de ATLAS durante la toma de datos del 2011 favorecieron, desde el punto de vista de la estadística, el cálculo de eficiencias sobre *triggers* individuales, que para el caso particular de este trabajo, se corresponde con el g20_loose. Este *trigger* aplica los mismos criterios de selección que el 2g20_loose, a diferencia que se requiere que sólo un objeto los cumpla.

De esta manera, la eficiencia del *trigger* 2g20_loose se obtuvo como el cuadrado de la eficiencia del *trigger* individual g20_loose, tal que:

$$\epsilon_{2\gamma}^{2g20_loose} = (\epsilon_{\gamma}^{g20_loose})^2 \quad (5.1)$$

donde $\epsilon_{\gamma}^{g20_loose}$ es la eficiencia del *trigger* individual respecto de fotones que satisfacen todos los criterios de selección utilizados en este análisis (*tight* + aislamiento).

Se utilizaron tres métodos para medir la eficiencia de selección de los eventos de interés para este análisis por parte del *trigger* en los datos colectados para este trabajo ($\mathcal{L}_{int} = 2.12 \text{ fb}^{-1}$). Se describen los mismos a continuación.

- ⊙ *Bootstrap* [84] : En este método, la eficiencia del *trigger* se calcula como el producto de eficiencias intermedias en los diferentes pasos de la reconstrucción del *trigger*. Para el presente análisis, la eficiencia del g20_loose se obtuvo como:

$$\epsilon_{\gamma}^{g20_loose} = \epsilon_{L1_EM14}^{EF_g20_loose} \times \epsilon_{MinBias}^{L1_EM14} \quad (5.2)$$

donde $\epsilon_{L1_EM14}^{g20_loose}$ es la eficiencia del g20_loose respecto de los buenos fotones que satisfacen la selección del L1_EM14, donde por buenos fotones se entiende aquellos que cumplen todos los criterios de selección descritos en la Sección 5.2. Nótese que esta eficiencia sólo incluye los efectos del HLT y utiliza un conjunto de fotones ya seleccionados por el L1, mientras que la eficiencia propia del L1 ($\epsilon_{MinBias}^{L1_EM14}$) se calcula utilizando otro conjunto de fotones, en este caso, seleccionados por el *minimum bias trigger*⁴. Este procedimiento es válido por ser el conjunto de datos utilizado para medir la eficiencia de un dado *trigger*, provenientes de otro *trigger* ortogonal al mismo, es decir, que no están correlacionados. De esta manera se evita introducir un sesgo en el resultado final.

⁴ATLAS dispone de un sistema experimental especial dedicado a la selección de eventos de *bias* mínimo denominado *Minimum Bias Trigger Scintillators* (MBTS). Para más información ver [85].

- ⊙ *Tag & Probe* : Un conjunto no sesgado de fotones se obtiene a partir de aquellos eventos que satisfacen la selección del análisis en los que un objeto pasa la selección del *trigger* individual g_{20_loose} . Este objeto define el *tag*, y la eficiencia se mide sobre el otro fotón en el evento, denominado *probe*. Sólo aquellos eventos con dos fotones que formen una masa invariante en las cercanías del bosón Z, son tenidos en cuenta ($87 < m_{\gamma\gamma} < 95$ GeV).
- ⊙ Pseudo *Tag & Probe* : igual al *Tag & Probe* pero sin el corte en la masa invariante.

Las eficiencias del *trigger* se obtuvieron como función del p_T del fotón y los resultados se presentan en la Figura 5.11 para $\epsilon_{L1_EM14}^{g_{20_loose}}$ y $\epsilon_{MinBias}^{L1_EM14}$. Debido a la estadística limitada de eventos de las distintas muestras asociadas a cada método, sólo las curvas proveniente del *bootstrap* resultan significativas. Se incluyen incertezas estadísticas Bayesianas obtenidas utilizando la función de Jeffrey como distribución *a priori*, tal como se recomienda en [86]. Los resultados muestran que la eficiencia del *trigger* para fotones con $p_T > 25$ GeV se encuentra ya en su valor óptimo.

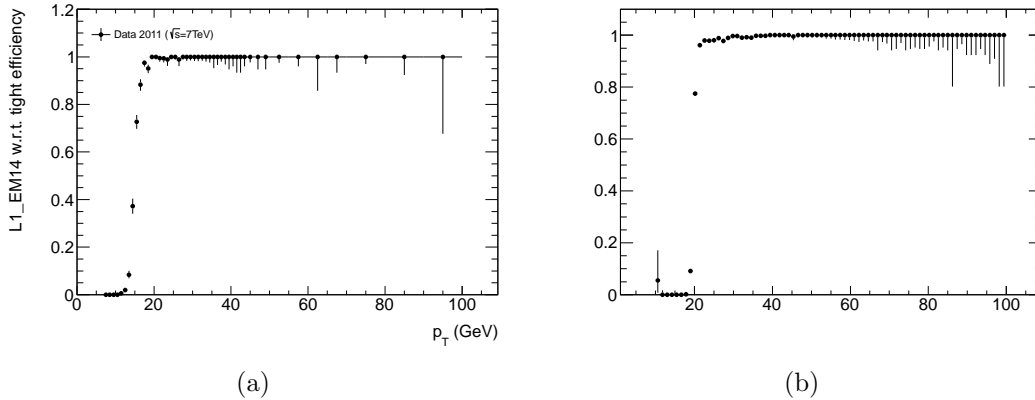


Figura 5.11 Eficiencias de selección $\epsilon_{MinBias}^{L1_EM14}$ (a) y $\epsilon_{L1_EM14}^{g_{20_loose}}$ (b) como función del p_T del fotón obtenidas por el método *bootstrap*. Para más detalles ver el texto.

Por último, la eficiencia de selección del g_{20_loose} se calculó tanto para los eventos observados como para los eventos simulados de señal RS y del fondo QCD de dos *jets* en el estado final, y los resultados se presentan en la Tabla 5.7. Para el caso de las simulaciones MC, la eficiencia es simplemente calculada como el cociente entre los eventos de interés seleccionados por el *trigger*, respecto del total de eventos de interés.

La incerteza sistemática asociada a la medida de la eficiencia del *trigger* se tomó de la diferencia en el valor obtenido en datos entre los tres métodos y del desconocimiento de la pureza en dichas medidas, a través de la diferencia en los resultados

		Eficiencia 2g20_loose
Datos	Bootstrap	$98.1^{+0.3}_{-0.4}$
	Tag& Probe	$99.6^{+0.1}_{-0.1}$
	Pseudo Tag& Probe	$99.6^{+0.1}_{-0.1}$
Señal MC	RS $G \rightarrow \gamma\gamma$ $m_G = 300$ GeV	$99.8^{+0.1}_{-0.1}$
	RS $G \rightarrow \gamma\gamma$ $m_G = 500$ GeV	$99.9^{+0.1}_{-0.1}$
	RS $G \rightarrow \gamma\gamma$ $m_G = 700$ GeV	$99.8^{+0.1}_{-0.1}$
Fondo MC	jj	$97.6^{+0.2}_{-0.2}$

Tabla 5.7 Eficiencia de selección del *trigger* 2g20_loose respecto de los eventos de interés calculada en datos y en simulaciones MC de señal RS y del fondo de QCD.

obtenidos de las simulaciones para eventos con fotones y eventos con *jets* en el estado final. El valor conservativo de la incerteza sistemática asociado al *trigger* es 2%.

5.3 Parametrización de la Señal RS

La respuesta del detector ATLAS a las señales resonantes de gravitones RS se estudió mediante el uso de las muestras simuladas (ver Tabla 5.1). Para estudiar los efectos provenientes puramente del detector, a la masa invariante de dos fotones reconstruida ($m_{\gamma\gamma}$) se le sustrajo el valor proveniente del generador ($m_{\gamma\gamma}^{GEN}$) representado por una función Breit-Wigner con parámetros m_G y Γ_G (Tabla 5.1). En la Figura 5.12 se muestran las distribuciones de $M_{\gamma\gamma} = (m_{\gamma\gamma} - m_{\gamma\gamma}^{GEN})$ obtenidas para gravitones RS de distinta masa y acoplamiento.

Estas distribuciones, que representan la respuesta del detector, pueden ser descritas mediante un ajuste a una función Crystal Ball bilateral (ver Apéndice A.3) y los resultados de estos ajustes están incluidos también en la Figura 5.12. Aquí, $t = (M_{\gamma\gamma} - m)/\sigma(M_{\gamma\gamma})$, con $m = M_G - m_G$ siendo M_G el valor de la masa reconstruida y m_G la masa real (parámetro fijo) del gravitón, y $\sigma(M_{\gamma\gamma})$ la resolución del detector.

Los resultados del ajuste fueron analizados como función de la masa del gravitón a fin de encontrar una parametrización válida del efecto del detector como función de la misma. En la parte izquierda de la Figura 5.13 se muestra la diferencia relativa entre el valor ajustado de M_G y el valor de m_G para distintos valores de k/\overline{M}_{Pl} , demostrando la linealidad en la respuesta del detector respecto del valor de la masa reconstruida. La parte derecha de la Figura 5.13 muestra la resolución relativa de masa, proveniente del valor del parámetro σ del ajuste dividido por el valor de la masa reconstruida, como función de la masa reconstruida del gravitón. Para valores grandes de la masa, tal como era de esperar, se observa un valor cercano al 1%, ya que en esta región la resolución de energía del calorímetro está dominada por el

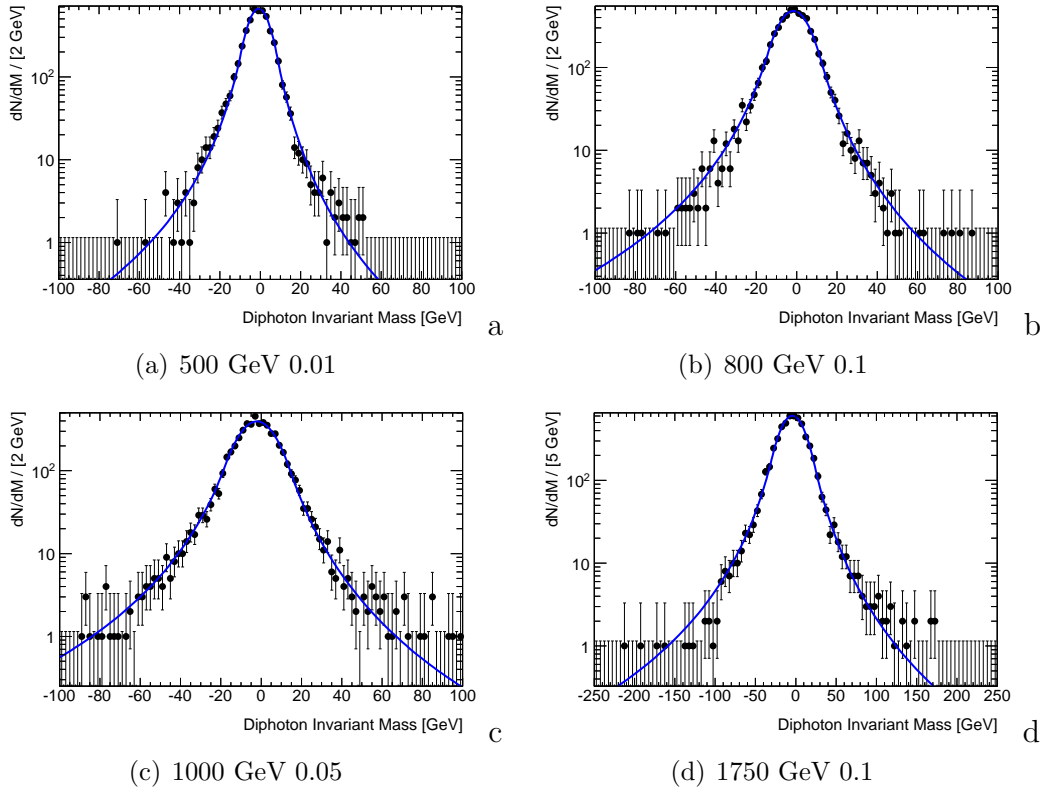


Figura 5.12 Distribución de $m_{\gamma\gamma} - m_{\gamma\gamma}^{GEN}$ para gravitones RS de distinta masa y k/\overline{M}_{Pl} . Superpuesto se muestran los resultados del ajuste a una función Crystal Ball bilateral. Para más detalles, ver el texto.

termino constante.

El análisis de los restantes parámetros del ajuste, léase los parámetros de las colas de la distribución, se muestran en la Figura 5.14, donde cada parámetro se estudia como función de la masa del gravitón (m_G) y del valor de k/\overline{M}_{Pl} .

De las Figuras 5.13 y 5.14 se observa que los parámetros del ajuste no muestran dependencia alguna con el valor de k/\overline{M}_{Pl} , mientras que presentan un comportamiento suave como función de la masa del gravitón. La dependencia con el valor de m_G se parametrizó utilizando una función tipo ley de potencias, y los resultados se presentan en la Tabla 5.8. Los parámetros de las colas de la distribución resultan constantes también como función de m_G .

Finalmente, la distribución de masa invariante reconstruida para gravitones RS puede obtenerse para cualquier valor de m_G y k/\overline{M}_{Pl} mediante la convolución de la función Breit-Wigner correspondiente a estos parámetros y la función de respuesta del detector, descrita por la función Crystal Ball bilateral con los valores de cada parámetro determinados por la parametrización detallada en la Tabla 5.8. Se incluye en la Figura 5.15 una comparación entre el histograma de masa invariante de dos fotones obtenido a partir de la parametrización definida en esta sección, y aquel

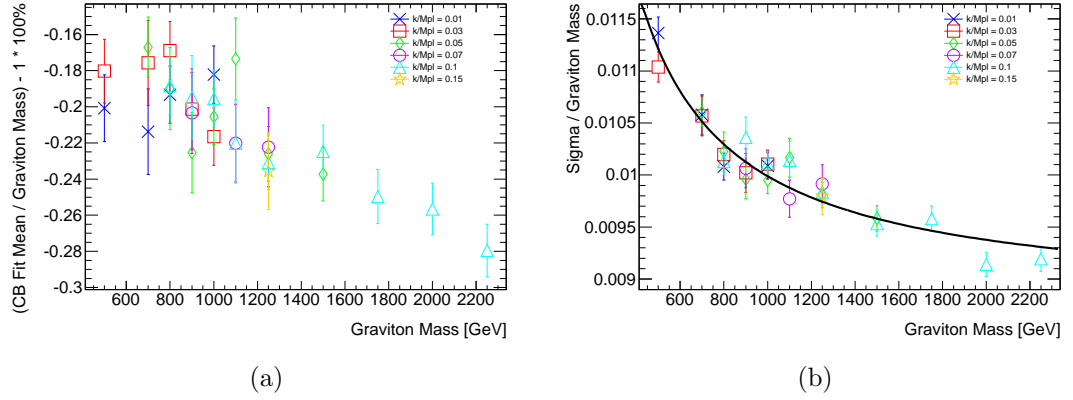


Figura 5.13 (a) Diferencia entre la masa reconstruida del gravitón y su valor real determinado por el generador como función de la masa real del gravitón. (b) Resolución relativa de masa ($\sigma[M_G]/M_G$) como función de M_G .

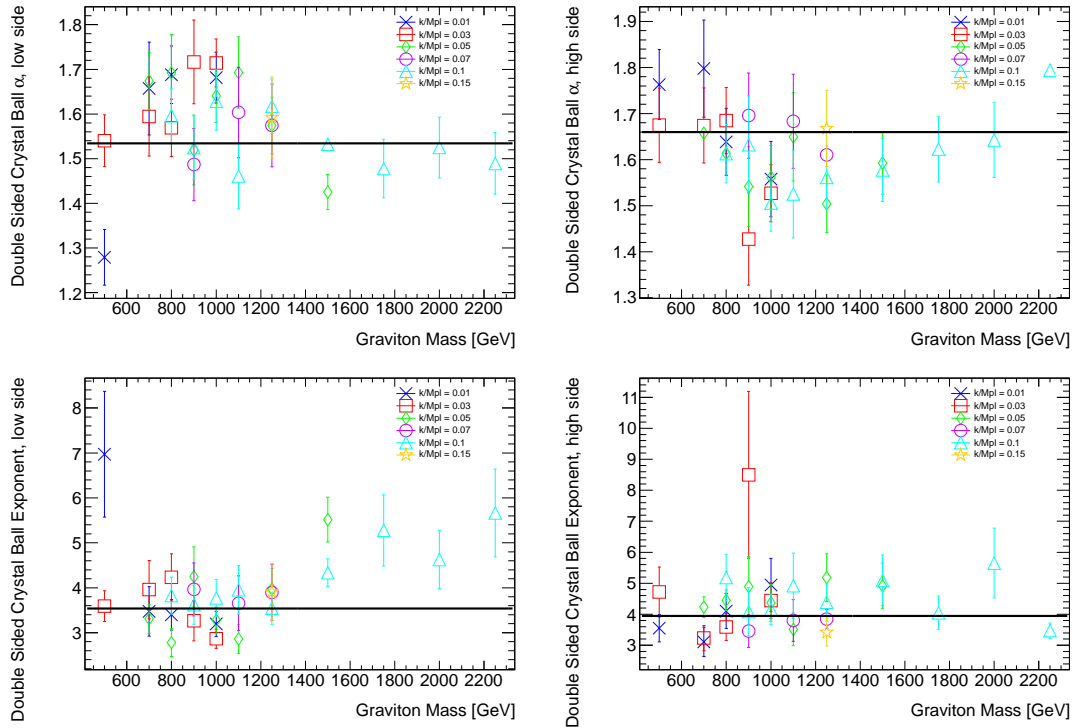
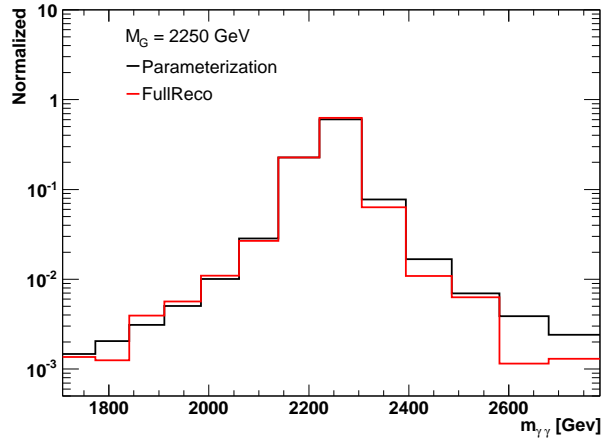


Figura 5.14 Parámetros ajustados de las colas de la distribución Crystal Ball bilateral presentados como función de la masa del gravitón RS para distintos valores de k/\bar{M}_{Pl} . La fila superior muestra $\alpha_{\text{low,high}}$ mientras que $n_{\text{low,high}}$ se muestran en la fila inferior de la figura.

Parámetro	Parametrización como función de m_G [MeV]
m	$(-2.7e^{-3} \pm 9.0e^{-5}) \times m_G + (0.58 \pm 0.09)$
σ/m_G	$(8.8e^{-3} \pm 8.0e^{-5}) \times m_G + (1.22 \pm 0.07)$
n_{high}	$3.9 \pm 9.0e^{-2}$
α_{high}	$1.7 \pm 4.0e^{-5}$
n_{low}	$3.5 \pm 8.0e^{-2}$
α_{low}	$1.5 \pm 2.9e^{-3}$

Tabla 5.8 Parametrización de la respuesta del detector a señales simuladas de gravitones RS como función de la masa del gravitón (m_G).

Figura 5.15 Distribución de masa invariante para un gravitón RS de $m_G=2.25$ TeVy $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$ obtenida mediante la parametrización detallada en la Tabla 5.8 (negro) y aquella obtenida a partir de la reconstrucción de los eventos simulados (rojo).



obtenido a partir de la reconstrucción completa de los eventos simulados, para el caso particular de un gravitón RS de masa 2.25 TeVy $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$. Se observa un buen acuerdo entre las distribuciones incluso en la mayor parte de las colas, lo que permite validar la parametrización obtenida.

5.4 Tratamiento a NLO

Las contribuciones a la sección eficaz de producción para los modelos RS y ADD provenientes de los diagramas a NLO fueron provistas por los autores de los trabajos [87, 88]. Las correcciones se representaron mediante un k -factor obtenido para el modelo RS como función de m_G y para distintos valores de k/\overline{M}_{Pl} , y para el modelo ADD como función de M_S y el número de dimensiones extras. El k -factor se define como el cociente entre las predicciones obtenidas a NLO con las PDF CTEQ6.6M y a LO con las PDF CTEQ6L1. Los resultados se presentan en la Figura 5.16 y en la Tabla 5.9 para los modelos RS y ADD respectivamente. Debido a la poca variación del k -factor con los parámetros de los modelos, se utilizaron valores constantes

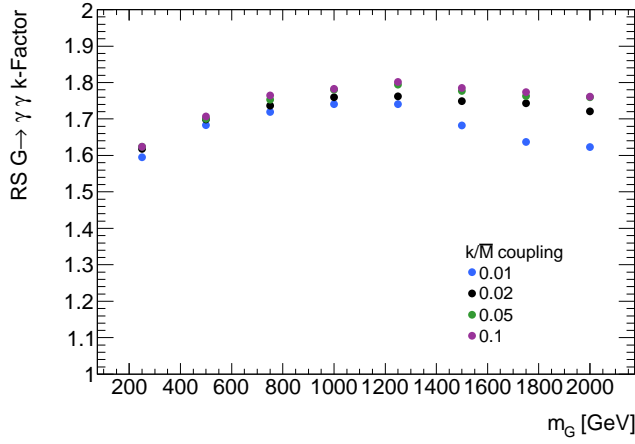


Figura 5.16 Correcciones NLO a la producción de gravitones RS como función de la m_G y para distintos valores de k/\overline{M}_{Pl} .

de 1.75 ± 0.1 (RS) y 1.7 ± 0.1 (ADD), donde la incerteza cubre las desviaciones correspondientes.

Masa [TeV]	n = 2	n = 4	n = 6
0.5	1.654	1.699	1.712
0.6	1.601	1.612	1.630
0.7	1.600	1.551	1.567
0.8	1.631	1.518	1.517
0.9	1.676	1.519	1.486
1.0	1.701	1.537	1.476
1.1	1.731	1.583	1.495
1.2	1.741	1.621	1.529
1.3	1.765	1.660	1.569
1.4	1.770	1.689	1.610
1.5	1.769	1.713	1.644
1.6	1.768	1.720	1.680
1.7	1.771	1.737	1.691
1.8	1.766	1.742	1.711
1.9	1.771	1.752	1.731
2.0	1.765	1.748	1.741

Tabla 5.9 Correcciones NLO a la producción de gravitones ADD como función de la masa y para diversos número de dimensiones extra. Los resultados se corresponden con un valor de $M_S = 2$ TeV.

6

ESTIMACIÓN DEL FONDO

El fondo principal que afecta la eventual observación de física nueva en este análisis está compuesto por dos categorías distintas: el fondo irreducible proveniente de procesos puramente del Modelo Estándar vía la producción real de dos fotones en el estado final, y el fondo reducible que incluye eventos en los que al menos uno de los fotones reconstruidos es erróneamente identificado y proviene en realidad de un objeto físico diferente, generalmente un π^0 dentro de un *jet*, vía su decaimiento en $\gamma\gamma$. En la Sección 6.1 se presenta el estudio completo del fondo irreducible. La forma del mismo se obtuvo a partir del estudio de simulaciones MC dado que el proceso físico de este estado final está bien entendido desde el punto de vista de la teoría. Por otro lado, el fondo reducible se obtuvo directamente a partir de datos ya que las grandes incertezas teóricas impiden el uso de simulaciones y los resultados se detallan en la Sección 6.2. La Sección 6.3 incluye los tres métodos utilizados para la determinación de la pureza y la normalización de las distintas componentes del fondo en una región de control de masa invariante de dos fotones baja ($m_{\gamma\gamma} \in [140, 400]$ GeV). Finalmente, en la Sección 6.4 se detalla la estrategia para la extrapolación del fondo total hacia la región de valores altos de $m_{\gamma\gamma}$ donde se realiza la búsqueda de señales de nueva física.

6.1 Fondo Irreducible

El fondo irreducible está compuesto por aquellos procesos con dos fotones en el estado final. La contribución principal a orden más bajo en α_s viene dada por los siguientes procesos:

- El proceso *born* $qq \rightarrow \gamma\gamma$, ilustrado en la Figura 6.1 (a). En términos de potencias en α , este proceso es de orden $O(\alpha^2)$.

- El proceso *box* $gg \rightarrow \gamma\gamma$, de orden $O(\alpha^2\alpha_s^2)$ (ver Figura 6.1 (b)). A pesar de ser $O(\alpha_s^2)$, por su origen gluónico la contribución de este proceso compite con la del proceso *born*, ya que la PDF gluónica crece en el rango cinemático del LHC.
- El proceso de *bremsstrahlung* $qg \rightarrow q\gamma\gamma$, de orden $O(\alpha^2\alpha_s)$ (ver Figura 6.1 (c)).

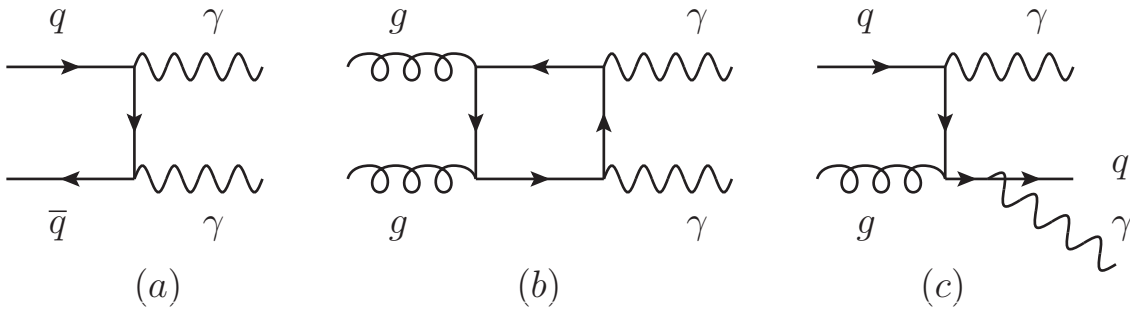


Figura 6.1 Diagramas de Feynman de la producción de dos fotones en el estado final a orden más bajo en términos de α_S .

Tanto los fotones producidos desde el punto de interacción como aquellos provenientes de la fragmentación de un partón en un fotón de alto p_T contribuyen al fondo irreducible. Llamaremos indistintamente a estos dos casos como fotones directos, ya que desde el punto de vista experimental son procesos prácticamente indistinguibles ([89]). Los eventos con dos fotones en el estado final se clasificarán según el origen de cada uno de ellos, por lo que además de los procesos tipo $\gamma\gamma$ detallados en la Figura 6.1, se considerarán procesos tipo γ -jet y jet-jet donde uno o dos partones fragmentan en un fotón. Los diagramas de Feynman a LO para los procesos de fragmentación se muestran en la Figura 6.2

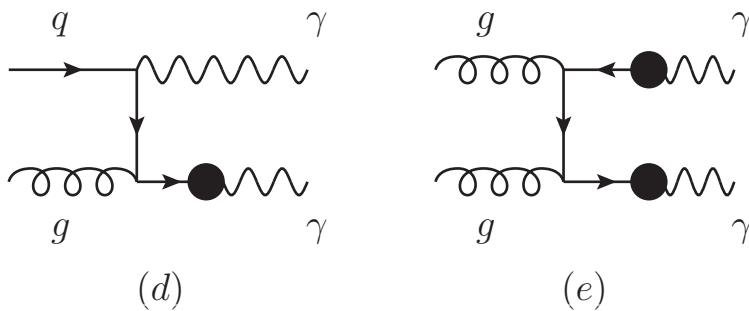


Figura 6.2 Diagramas de Feynman de los procesos de fragmentación de uno o dos partones a orden más bajo que contribuyen al fondo irreducible.

Diversos generadores de simulaciones MC permiten obtener predicciones a NLO¹ de la mayoría de los procesos mencionados más arriba que contribuyen al fondo irreducible. Entre los más utilizados se encuentran DIPHOX [91], RESBOS [92], GAMMA2MC [93] y el más reciente MCFM [94], cuyas predicciones ya han sido utilizadas por ATLAS [95] y CMS [96] como referencia en la comparación con la medida de la sección eficaz de producción de eventos con dos fotones en el estado final.

Para el presente estudio, las predicciones a NLO de la sección eficaz diferencial de producción del fondo irreducible como función de la masa invariante de dos fotones en el estado final ($m_{\gamma\gamma}$) se obtuvieron mediante el uso de DIPHOX. Como se describirá en la Sección 6.1.2, estos resultados se utilizaron para escalar la distribución a LO proveniente de PYTHIA, que incluye los efectos del detector y de la reconstrucción de objetos en ATLAS, a fin de obtener la forma final de la distribución de $m_{\gamma\gamma}$.

6.1.1 DIPHOX

DIPHOX es un generador con la capacidad de calcular a NLO la contribución de todos los procesos descritos anteriormente (ver Figuras 6.1, 6.2) excepto el diagrama *box*, incluyendo los procesos donde uno o dos partones fragmentan en un fotón de alto p_T . A pesar de no tener en cuenta la emisión *soft* de gluones, lo que podría causar discontinuidades en la descripción de observables físicos, DIPHOX provee secciones eficaces diferenciales significativas.

DIPHOX permite ajustar varios parámetros a fin de obtener predicciones que se adapten correctamente al análisis. Se describe a continuación el valor utilizado para los más relevantes, junto con una breve descripción del sistemático asociado a cada elección según corresponda.

- ⊙ **Cinemática** : Teniendo en cuenta la selección de eventos descrita en la Sección 5.1.3 sólo aquellos fotones con $p_T > 25$ GeV y dentro de la región $|\eta| < 2.37$ fueron seleccionados.

- ⊙ **Aislamiento sobre el fotón** :

Como fuera mencionado en la Sección 4.2.3, a fin de distinguir fotones directos de aquellos provenientes de decaimientos secundarios de mesones livianos, se debe imponer un criterio de aislamiento sobre los candidatos a fotón detectados por el experimento. Este requerimiento no sólo eliminará la mayor parte de los fotones provenientes de decaimientos de π^0 s, sino también reducirá sustancialmente la contribución proveniente de los procesos de fragmentación. El criterio de aislamiento en DIPHOX es calculado a nivel partónico sin tener en cuenta las contribuciones por evento subyacente y *pileup*. Se implementa un aislamiento cónico, donde el cono se ubica alrededor de la dirección del fotón

¹En trabajos recientes, se presentan generadores capaces de ir a NNLO [90]

en el plano de rapidez y ángulo azimutal y posee un tamaño de $\Delta R = 0.4$. Un fotón se considera aislado si la diferencia entre la energía transversa en el cono y la propia del fotón no supera un cierto umbral E_T^{CUT} . El valor de corte utilizado es 7 GeV y ha sido definido para ajustarse al valor de corte de aislamiento utilizado a nivel partícula/experimental de 5 GeV, como se describe en [95]. Debido a la arbitrariedad no despreciable en la elección del valor de corte, la incerteza sistemática proveniente de dicha elección fue obtenida variando el valor de corte $E_T^{CUT} \pm_{-2}^{+8}$ GeV (ver Figura 6.3).

- ⊙ **Escalas:** La escala de renormalización μ_R y las escalas de factorización inicial M_i y final M_f aparecen en la sección eficaz vía α_S , las funciones de distribución partónicas (PDF) y las funciones de fragmentación respectivamente. Debido a que estas escalas carecen de sentido físico, las predicciones pueden considerarse válidas sólo en una región del espacio de fases donde la dependencia de la sección eficaz con las escalas es mínima. Esto se logra definiendo las escalas igual al valor de la variable independiente, en este caso, la masa invariante del par de fotones. La incerteza sistemática proveniente de la arbitrariedad en esta elección, fue obtenida variando las escalas de forma coherente en un factor 2 alrededor del valor central (VC) $\mu_R = M = M_f = VC = M_{\gamma\gamma}$ (ver Figura 6.3).
- ⊙ **PDF:** Se utilizaron las funciones de distribución partónicas recomendadas por el grupo PDF4LHC [97]. El conjunto MSTW2008 NLO [98] fue utilizado para obtener las predicciones NLO, mientras que CTEQ6.6 [73] y MRST2007 [71] fueron utilizadas como comparación y estimación de las incertezas sistemáticas (ver Figura 6.3). Todas las PDF fueron obtenidas del paquete LHAPDF [99]. Asimismo, cada PDF contiene un conjunto de autovectores que pueden ser utilizados para obtener una banda de error, variando los autovalores en $\pm\sigma$. Esta incerteza es menor que la proveniente de la comparación de diferentes PDF [97] y una estimación de su valor fue obtenida de [95].

Con el propósito de adquirir una mayor confianza en el resultado final, las predicciones de DIPHOX fueron comparadas con las provenientes de otro de los generadores, MCFM², y su diferencia introducida como un sistemático en la predicción final del fondo irreducible. Los resultados se incluyen en la Figura 6.3.

²MCFM [94] es un generador de eventos Monte Carlo a nivel partónico con la capacidad de obtener predicciones a NLO para una gran variedad de procesos en colisionadores de hadrones. Para el caso de la producción de eventos con dos fotones en el estado final recientemente incorporada a este generador, MCFM permite obtener predicciones a NLO para todos los procesos descriptos en las Figuras 6.1 y 6.2. A diferencia de DIPHOX, las contribuciones del diagrama *box* son también calculadas a NLO.

6.1.1.1 Predicción de $d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$ a NLO

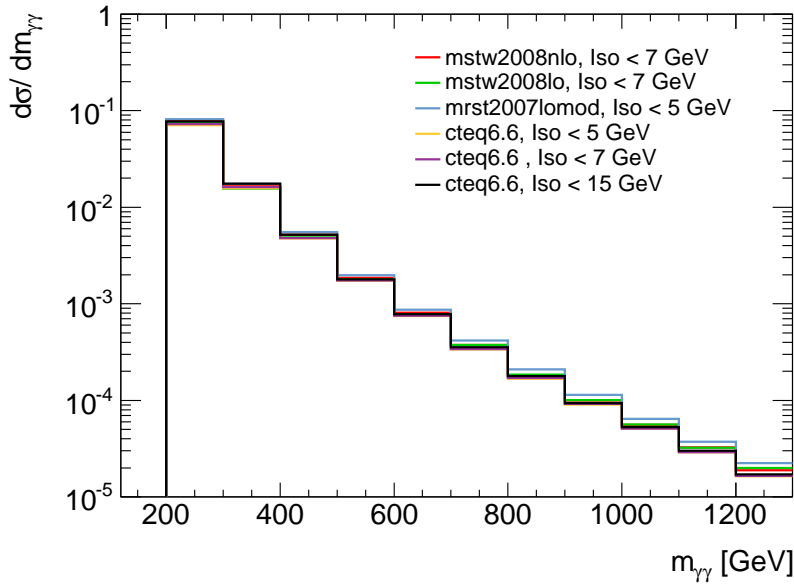
La sección eficaz diferencial predicha por DIPHOX como función de la masa invariante del par de fotones ($m_{\gamma\gamma}$) se muestra en la Figura 6.3. En (a) se muestran las predicciones tanto del valor central utilizado como de las varias alternativas utilizadas para el cálculo de las incertezas. En (b), se presentan las diferencias relativas como función de $m_{\gamma\gamma}$ obtenidas a partir de la comparación entre las diversas variantes y la configuración central. Para este estudio, tanto la predicción central como las diferentes alternativas utilizadas para el cálculo de la incertezas sistemática, no poseen restricción alguna, por lo que el valor cercano al 25% que se observa como incerteza total en la predicción de DIPHOX, incluye tanto efectos de normalización como de forma de la distribución.

Como se explica en la Sección 6.3, la normalización del fondo total será fijada a los datos en la región de control $140 < m_{\gamma\gamma} < 400$ GeV, ajustando una combinación del fondo reducible e irreducible. Este ajuste determinará la normalización del fondo irreducible por lo que la incerteza en la predicción del mismo debe beneficiarse de esta restricción. Por consiguiente, los estudios mostrados en la Figura 6.3 fueron repetidos normalizando las predicciones a la misma área en la región de control. Las incertezas provenientes de las distintas fuentes fueron a su vez parametrizadas individualmente como función de $m_{\gamma\gamma}$ y sumadas en cuadratura para la determinación del sistemático final. Los resultados de este nuevo procedimiento se incluyen en la Figura 6.4, mientras que las parametrizaciones individuales se muestran en la Figura 6.5.

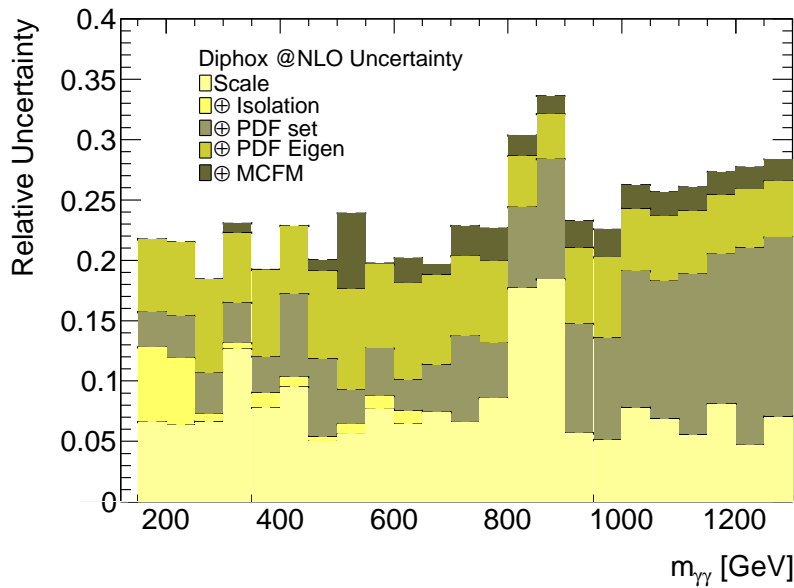
6.1.2 Determinación de la Forma de $m_{\gamma\gamma}$: PYTHIA \rightarrow NLO DIPHOX

La estimación final de la forma del fondo irreducible se obtuvo a partir de eventos de MC simulados utilizando PYTHIA [74] que permite incluir los efectos del detector y la reconstrucción de objetos de ATLAS. Sólo los procesos de producción directa de dos fotones y el proceso *bremsstrahlung* (Figura 6.1), ambos a LO, están incluidos en la simulación de PYTHIA. Las predicciones a nivel generador (*i.e.* previo al paso de las partículas por la simulación del detector) tanto de PYTHIA (sólo para los procesos de producción directa) como de DIPHOX se muestran en la Figura 6.6, donde para DIPHOX se distinguen las contribuciones a LO/NLO de los procesos de producción directa y los procesos de fragmentación.

La comparación de PYTHIA con las predicciones de DIPHOX a NLO, se utilizó para encontrar un factor de corrección efectivo como función de la masa, que tiene en cuenta no sólo las correcciones por el orden de cálculo en teoría de perturbaciones, sino también por la inclusión de los procesos de fragmentación y *bremsstrahlung*, no incluidos en las predicciones de PYTHIA. El resultado se muestra en la Figura 6.7,



(a)



(b)

Figura 6.3 (a) Sección eficaz diferencial de producción de dos fotones según DIPHOX como función de la masa del par de fotones, para varias elecciones de PDF, escala, y criterio de aislamiento. (b) Incerteza sistemática relativa como función de la masa del par de fotones obtenida a partir de la comparación de las diversas variantes con la configuración central (MSTW2008NLO, criterio aislamiento 7 GeV)

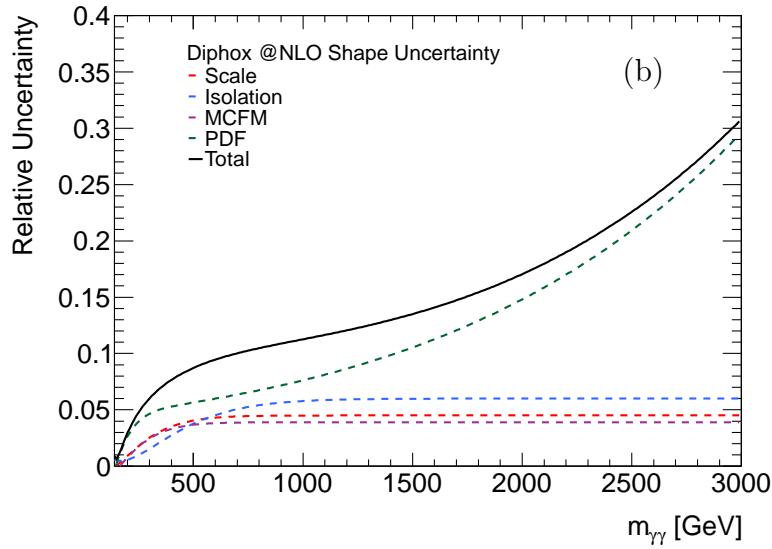


Figura 6.4 Como en la Figura 6.3 (b), pero donde las secciones eficaces diferenciales individuales se normalizan a la misma área en la región entre 140-400 GeV. Para más detalles ver el texto.

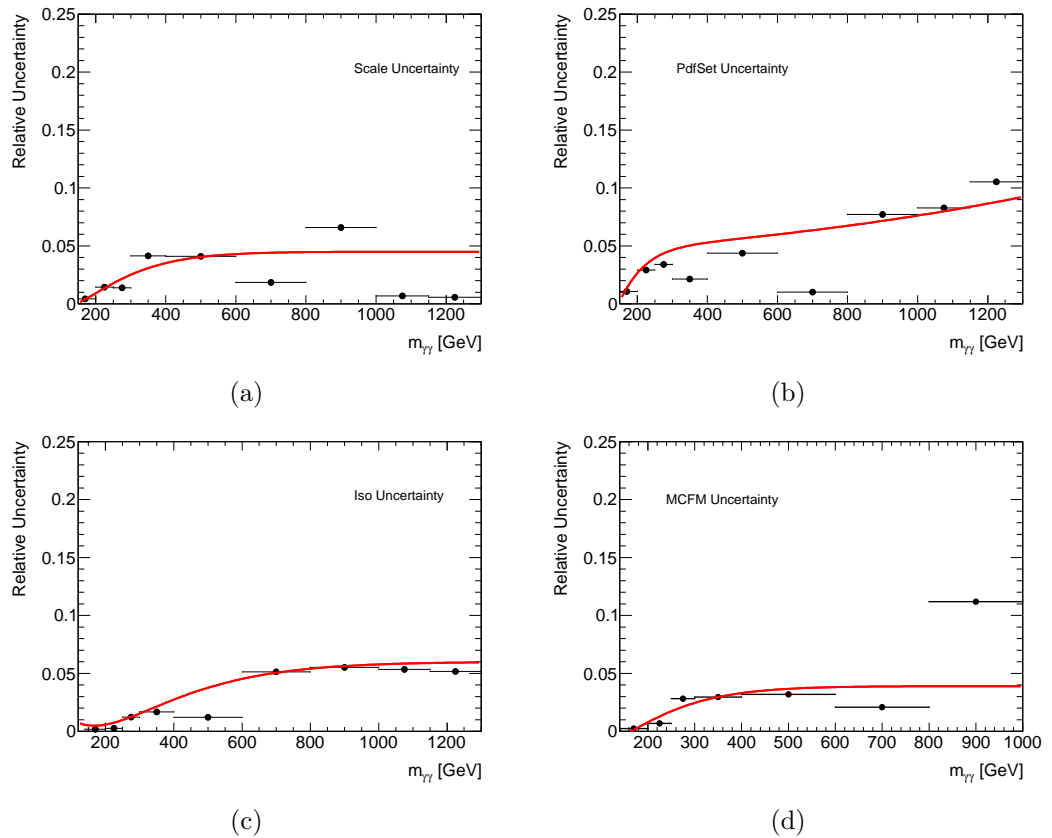


Figura 6.5 Incerteza sistemática en la predicción de DIPHON como función de $m_{\gamma\gamma}$, proveniente de variaciones en (a) la escala, (b) las PDF, (c) el aislamiento, y (d) de la comparación con MCFM. La línea roja muestra la parametrización utilizada.

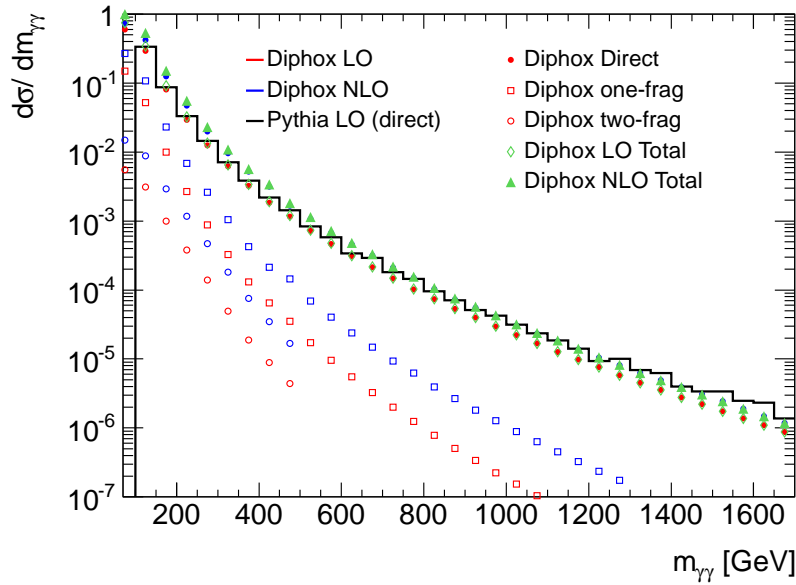


Figura 6.6 Sección eficaz diferencial de producción de dos fotones como función de la masa del sistema de dos fotones donde se comparan las predicciones según PYTHIA y según DIPHOX .

donde las barras verticales incluyen las incertezas sistemáticas tanto en la normalización como en la forma de las distribuciones (Figura 6.3). Debido a grandes fluctuaciones estadísticas en las predicciones en la región de masa alta por contar con muestras de datos MC finitas, para valores de $m_{\gamma\gamma}$ superiores a 1.3 TeV el factor de corrección efectiva se fijó a uno.

6.2 Fondo Reducible

La contribución dominante al fondo reducible está dada por los procesos con un fotón y un *jet* ($\gamma + jet$) o dos *jets* ($jet + jet$) en el estado final donde uno o los dos *jets* son erróneamente identificados como un fotón. Procesos con electrones en el estado final, tales como la producción Drell-Yan de pares electrón-positrón, $W/Z + \gamma$ y $t\bar{t}$, donde uno o dos electrones son erróneamente identificados como un fotón, son despreciables en la región de masas de interés para este análisis ($m_{\gamma\gamma} > 140$ GeV).

Para la determinación de la forma funcional del fondo reducible se utilizaron muestras de datos obtenidas mediante la aplicación de criterios de selección inversos, que están dominados por objetos diferentes de fotones, mayoritariamente *jets*. En todos los casos, se exigieron los mismos criterios de aislamiento que a la señal, ya que se observó que al quitar los mismos los espectros de masas se modificaban significativamente.

La primer muestra de control, denominada *tight-loose*(*anti-tight*), contiene aque-

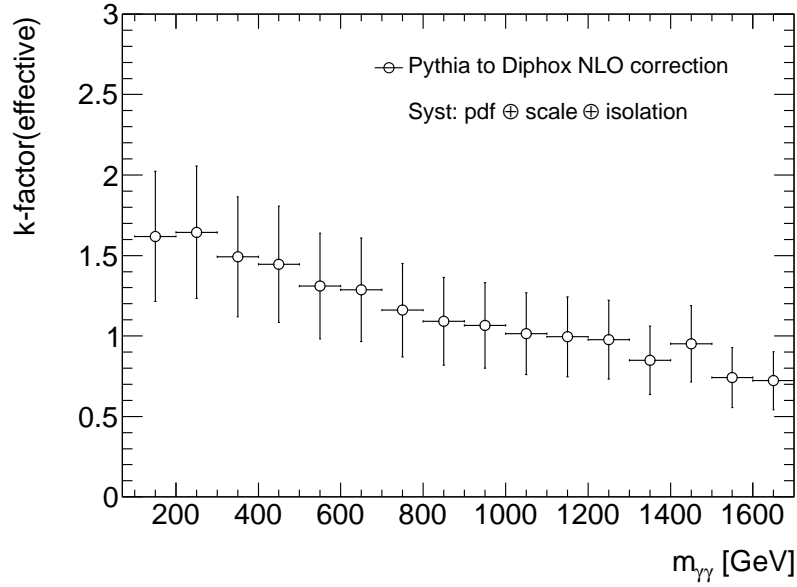


Figura 6.7 Factor de corrección efectivo como función de $m_{\gamma\gamma}$ aplicado sobre la predicción a nivel generador de PYTHIA a modo de escalear la misma a la predicción de la sección eficaz diferencial obtenida con DIPHOX. Se incluyen las incertezas sistemáticas totales con los efectos de normalización y forma de las distribuciones.

llos eventos en donde uno de los dos candidatos satisface los mismos criterios de calidad *tight* (Sección 4.2.2) aplicados sobre la señal, pero el otro satisface sólo los criterios *loose* y necesariamente falla al menos uno de los criterios *tight*. Esta última condición se exige por el hecho que se utiliza un *trigger* de dos fotones *loose*. Esta muestra está dominada por procesos con un fotón y un *jet* en el estado final, donde el fotón es el objeto que satisface la selección *tight* y el *jet* el objeto que satisface la selección *loose* (*anti-tight*).

La segunda muestra de control, denominada *loose-loose*, en analogía con el caso anterior incluye aquellos eventos donde ambos objetos satisfacen los criterios de selección *loose* y necesariamente fallan alguno de los criterios *tight*. Esta muestra está constituida mayoritariamente por eventos con dos *jets* en el estado final.

En la Figura 6.8 se muestra la masa invariante del par de fotones de cada una de las muestras de control, donde las distribuciones están normalizadas al área unidad en la región de masas por encima de 140 GeV. La muestra *tight-loose* se subdividió en dos, distinguiendo las contribuciones de aquellos eventos en donde el objeto más energético pasa los criterios de selección de la señal de aquellos en donde el segundo objeto los cumple. Esta distinción pretende identificar un posible efecto proveniente de la cinemática propia de los eventos. Dentro de la estadística disponible, se observa que la forma de las muestras es compatible y no depende de la composición del fondo, consecuentemente para maximizar la estadística se utilizó la combinación de estas muestras como la mejor estimación de la forma del fondo reducible.

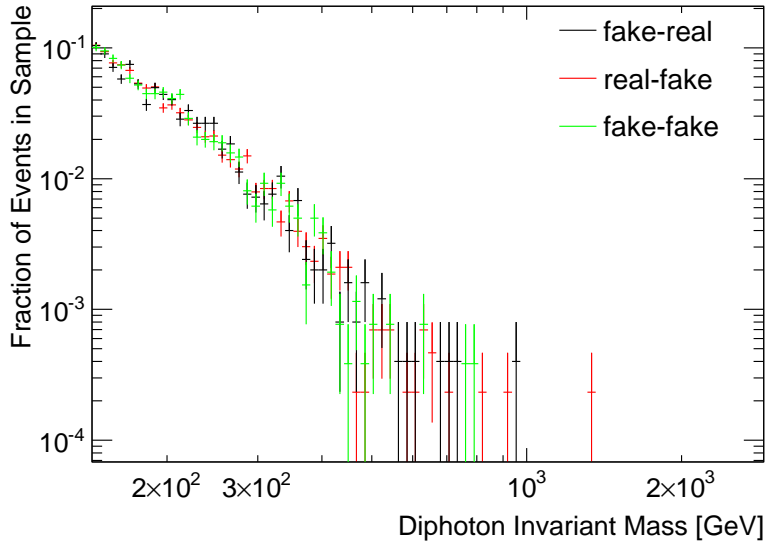


Figura 6.8 Distribución de masa invariante del par de fotones normalizada a área unidad para valores de $m_{\gamma\gamma}$ por encima de 140 GeV, para cada una de las muestras de control del fondo reducible. Se identifican con “*Real-fake*” (“*fake-real*”) las contribuciones de la muestra *tight-loose* donde el objeto más energético (segundo más energético) pasa los cortes de selección *tight*. De manera similar se identifica con “*fake-fake*” a la contribución de la muestra *loose-loose*.

6.3 Medida de la pureza

Como se adelantó en la sección 6.1.1 la normalización del fondo total se ajustó al número de eventos observados en datos en la región de $m_{\gamma\gamma}$ baja, más específicamente para $140 < m_{\gamma\gamma} < 400$ GeV, donde señales apreciables para los modelos de RS y ADD ya han sido excluidas con alto nivel de confianza por experimentos previos. La contribución de cada componente del fondo debió ser calculada a partir de la pureza, definida como la fracción de eventos conteniendo dos fotones reales. Se utilizaron tres métodos distintos para la determinación de la misma, los cuales se describen a continuación.

6.3.1 Método I: Predicción MC

En este método simplemente se supone la normalización del fondo irreducible equivalente a la predicha por DIPHOX (ver Sección 6.1). La pureza está dada por:

$$\text{Pureza} = \frac{N_{\gamma\gamma}}{N_{tot}} = \frac{N_{DIPHOX}}{N_{tot}} = 72 \pm 18\% \quad (6.1)$$

con N_{tot} (N_{DIPHOX}) el número total de eventos observados (predichos) en la región de control. La incerteza sistemática de 18% proviene de escalear el valor de 25%

(Sección 6.1.1) que incluye efectos de normalización y forma.

6.3.2 Método II: Ajuste a la Masa Invariante

La pureza es obtenida en este método a partir de un ajuste al espectro de masa invariante de dos fotones, que utiliza tres histogramas, uno proveniente de la observación, que permite determinar la normalización, y los otros dos correspondientes a las predicciones del fondo irreducible y reducible, los que pesados por la pureza, se ajustarán al número total de eventos observados. Mediante un ajuste de máxima verosimilitud extendido (*extended maximum likelihood*) se obtuvo la pureza P de la observación, el único parámetro libre a partir de $N_{\text{OBS}} = N_{\text{IRRE}} + N_{\text{RED}} = (P \times N_{\text{OBS}}) + ((1-P) \times N_{\text{OBS}})$, con N_{OBS} el número total de eventos observados en la región de control y N_{IRRE} (N_{RED}) el número de eventos provenientes del fondo irreducible (reducible). En la Figura 6.9 se presenta el resultado del ajuste, observándose una clara concordancia entre la observación y la predicción. La pureza obtenida por este método es de $63 \pm 10\%$, con las incertezas provenientes del propio ajuste.

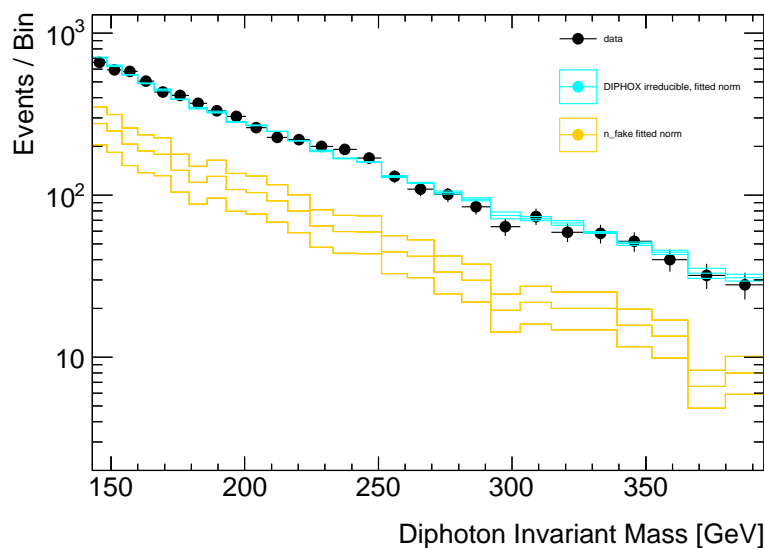


Figura 6.9 Espectro de masa invariante del par de dos fotones en la región de control ($140 < m_{\gamma\gamma} < 400$ GeV). Superpuesto, se incluyen los resultados del ajuste del fondo. En línea amarilla (azul) se representa la componente del fondo reducible (total), determinada a partir del valor de la pureza, junto con las correspondientes variaciones $\pm 1\sigma$ en torno al valor central.

6.3.3 Método III: Ajuste al Aislamiento en 2D

El tercer método utiliza la distribución bidimensional de aislamiento de dos candidatos a fotones *tight* para determinar las distintas componentes del fondo mediante un ajuste de máxima verosimilitud extendido. Esta técnica ya ha sido utilizada en otras publicaciones de ATLAS, tales como la búsqueda del Higgs en su decaimiento a dos fotones [100], o el análisis del proceso de dos fotones en el estado final del Modelo Estándar [95].

La función de distribución de probabilidad (pdf) bidimensional del aislamiento, puede ser escrita de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
 P(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}) = & N_{\gamma\gamma} P(E_{T,1}^{iso}) P(E_{T,2}^{iso}) + N_{\gamma j} P(E_{T,1}^{iso}) J(E_{T,2}^{iso}) \\
 & + N_{j\gamma} J(E_{T,1}^{iso}) P(E_{T,2}^{iso}) + N_{jj} J(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})
 \end{aligned} \tag{6.2}$$

Los coeficientes $N_{\gamma\gamma}, N_{\gamma j}, N_{j\gamma}, N_{jj}$ de las 4 distribuciones de probabilidad 2D se corresponden con la contribución de cada uno de las componentes del fondo al número total de eventos con dos fotones *tight* en el estado final (muestra *tight-tight*). $E_{T,i}^{iso}$ es la variable de aislamiento calorimétrico para el candidato a fotón más energético (i=1) o el segundo más energético (i=2). $P(E_{T,i}^{iso})$ y $J(E_{T,i}^{iso})$ representan las funciones de distribución de probabilidad (pdf) para fotones reales y aquellos provenientes de *jets* erróneamente identificados como fotón respectivamente, mientras que $J(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$ es la pdf global para el fondo de *di-jets*, que no puede ser factorizada debido a la correlación existente en la variable de aislamiento entre los dos candidatos a fotón (aproximadamente 20%).

En este método, las pdf individuales, tanto para los fotones reales como para los erróneamente identificados, son extraídas directamente de los datos. Se comienza con una muestra de control de dos candidatos a fotón donde a cada uno se le exige satisfacer criterios de selección denominados *loose'* (Apéndice B), que incluyen la totalidad de los criterios *tight* pero con alguno de los criterios de selección relajados. La distribución de los fotones erróneamente identificados ($J(E_{T,i}^{iso})$) se extrae de una nueva muestra de control, donde el candidato a fotón i , que satisface los criterios *loose'*, falla alguno de los criterios de selección *tight*. La distribución resultante se ajusta a una función Novosibirsk (A.1) y los resultados se muestran en la Figura 6.10, donde a la izquierda (derecha) se encuentran los resultados para el caso i=1 (i=2).

Las distribuciones para los fotones reales ($P(E_{T,i}^{iso})$) se obtienen de la muestra de candidatos que satisfacen los criterios *tight* (muestra *tight-tight*). Sin embargo, el proceso no es directo, sino que debe sustraerse de esta muestra la contribución proveniente de objetos que no son fotones. Para ello, la distribución de fotones que fallan los criterios *tight* se normaliza de manera tal que su contribución por encima de 10 GeV sea igual a la encontrada en la muestra *tight-tight*, dado que en esta región se espera que la muestra esté dominada por el fondo reducible. Las distribuciones resultantes luego de la sustracción ($P(E_{T,i}^{iso})$) son ajustadas a una función Crystal

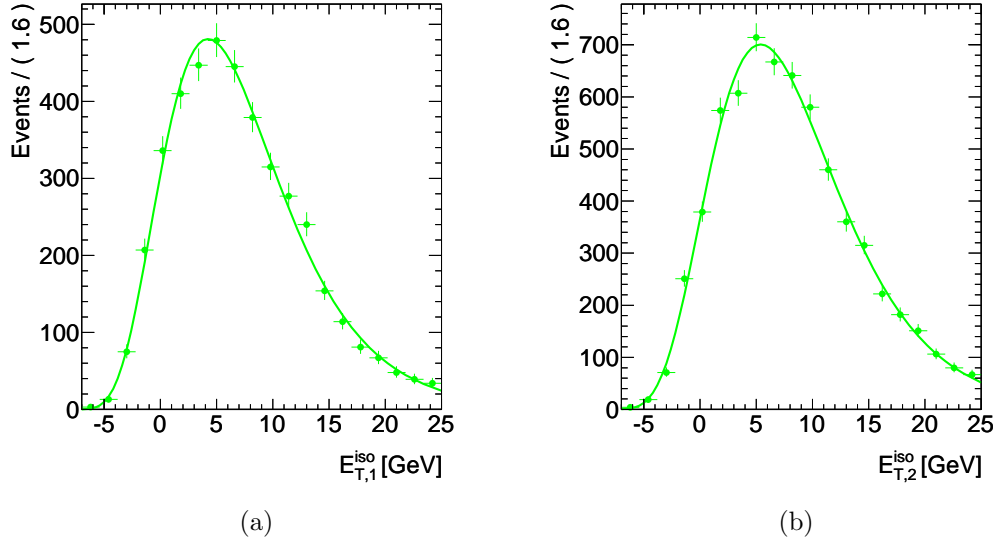


Figura 6.10 Función de distribución de probabilidad de la muestra *loose'*-anti-*tight* ($J(E_{T,i}^{iso})$) para el fotón más energético (a) y el segundo más energético (b) ajustada a una función de Novosibirsk.

Ball (A.2) y los resultados se observan en la Figura 6.11.

La distribución conjunta $J(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$ se obtuvo a partir de la muestra donde los dos candidatos fallan la selección *tight*, mediante el método RooKeysPdf [101] que suaviza histogramas bidimensionales como se muestra en la Figura 6.12.

Finalmente, con las cuatro pdf individuales determinadas, se ajustó la distribución de aislamiento bidimensional de la muestra de dos fotones *tight-tight* a la pdf total descrita en la Ecuación 6.2, con todos los parámetros fijos excepto las normalizaciones relativas de cada componente. Los resultados se muestran en la Figura 6.13. Integrando la pdf hasta el valor de selección de 5 GeV se determina la contribución proveniente de cada componente del fondo y así se obtiene la pureza de la muestra. Los valores encontrados se muestran en la Tabla 6.1, junto con los correspondientes valores de incertezas sistemáticas. Las incertezas sistemáticas provienen principalmente de la correlación entre el valor del aislamiento y los restantes criterios de selección y de la contaminación de fotones reales dentro de las muestras dominadas por *jets*. Una estimación de su valor se obtuvo variando la muestra *loose'*, relajando sucesivamente dos, tres o cinco de los criterios de selección *tight* (cuatro es el valor por defecto). La máxima desviación respecto del valor central es la que determina el valor de la incerteza sistemática, que se muestra conjuntamente en la Tabla 6.1. Para más detalle sobre los cortes relajados, ver Apéndice B.

Los resultados obtenidos por los tres métodos para la determinación de la pureza son compatibles entre sí y se resumen en la Tabla 6.2. Las predicciones de DIPHOX poseen sin duda la mayor incerteza sistemática dominada por aquellas

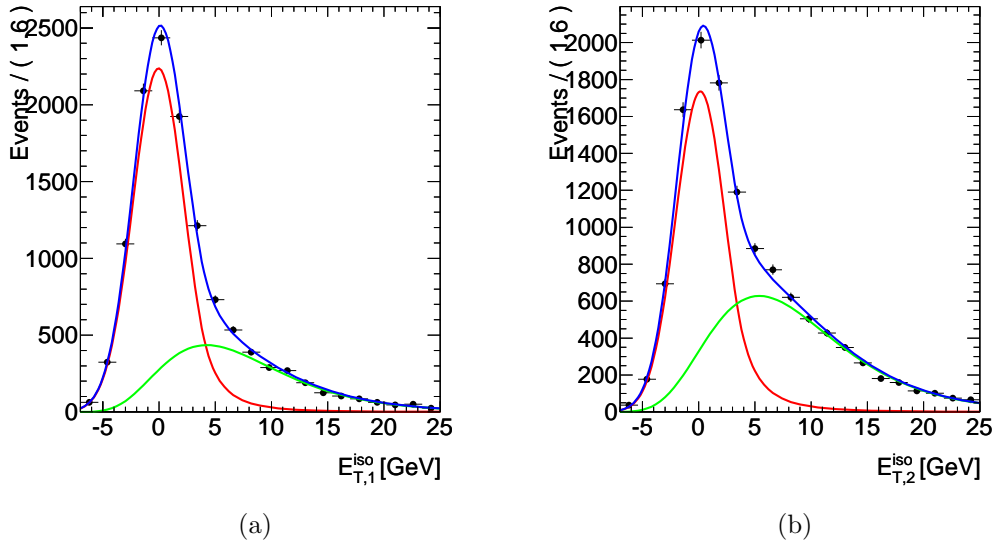


Figura 6.11 Función de distribución de probabilidad para fotones reales ($P(E_{T,i}^{iso})$, rojo) extraída de la muestra *tight* (puntos negros) vía la sustracción de los objetos erróneamente identificados como fotón ($J(E_{T,i}^{iso})$, verde). La contribución de estos últimos fue normalizada de modo de igualar la cantidad de eventos en la muestra *tight* por encima de 10 GeV. Los resultados para el candidato a fotón más energético se muestran en (a) mientras que la de su consiguiente en (b).

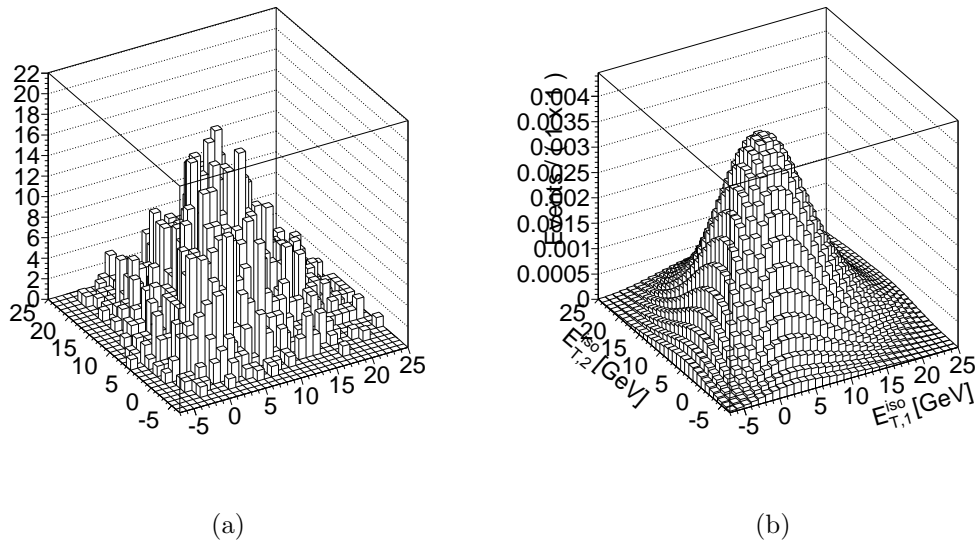


Figura 6.12 (a) Histograma 2D de eventos con dos candidatos a fotón donde ambos satisfacen la selección *loose'* pero fallan la selección *tight*. (b) Versión suavizada del histograma anterior obtenida mediante el uso de la herramienta RooKeyPdf. Este último se identifica como la función de distribución conjunta de probabilidad de eventos *di-jets* ($J(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$).

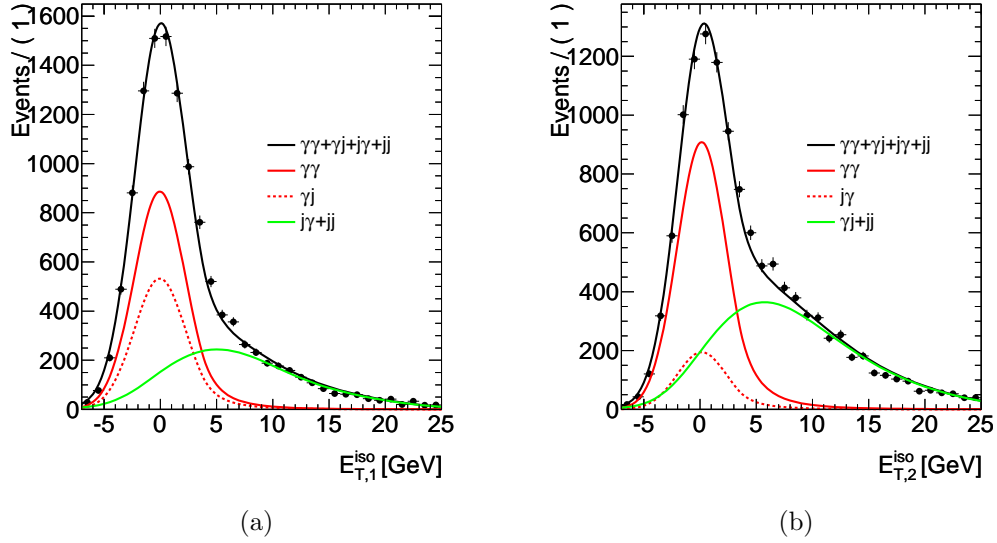


Figura 6.13 Proyección del ajuste en 2D a la distribución de aislamiento de fotón para la muestra *tight-tight* para el primer fotón (a) y el segundo fotón (b) más energéticos.

Muestra <i>loose'</i>	$N_{\gamma\gamma}$	$N_{j\gamma}$	$N_{j\gamma}$	N_{jj}	Pureza %
L' 2	4120 ± 87	1309 ± 35	568 ± 31	644 ± 17	62 ± 0.8
L' 3	4411 ± 89	1235 ± 34	517 ± 29	480 ± 15	66.4 ± 0.8
L' 4 (Nominal)	4749 ± 89	1058 ± 30	448 ± 26	402 ± 13	71.3 ± 0.8
L' 5	5096 ± 88	899 ± 26	371 ± 22	305 ± 10	76.4 ± 0.6
Incerteza sistemática	+349 -620	+251 -159	+120 -77	+242 -97	$^{+5}_{-9}$

Tabla 6.1 Resultados de los ajustes a la pdf total de aislamiento de los dos candidatos a fotón, obtenidos a partir de la muestra *loose'* (valor nominal) y para las distintas variantes utilizadas para el cálculo de las incertezas sistemáticas. La máxima de estas desviaciones fue tomada como el sistemático final.

provenientes de la teoría. Debido a la similitud en la forma del espectro de masas entre las componentes del fondo irreducible y reducible, el ajuste utilizando dicha distribución acarrea una incerteza grande en la pureza y además reduce en gran medida la sensibilidad de la predicción total del fondo al valor exacto de la pureza en la región de control. El ajuste a la distribución de aislamiento bidimensional de $71^{+5}_{-9}\%$, provee el valor más preciso de la pureza y por consiguiente será el utilizado en lo que resta del análisis de esta Tesis.

Método	Pureza (%)
I: DIPHOX (ver Sección 6.3.1)	72 ± 18
II: Ajuste a la masa invariante (ver Figura 6.9)	63 ± 10
III: Ajuste al aislamiento 2D (ver Tabla 6.1)	71_{-9}^{+5}

Tabla 6.2 Valor de la pureza obtenido por los tres métodos descritos en el texto.

6.4 Extrapolación y Estimación Final

Habiendo determinado la forma del fondo reducible e irreducible y sus correspondientes contribuciones en la región de control de $m_{\gamma\gamma}$ baja, se procedió a la extrapolación de la predicción del fondo hacia la región de masas altas donde es relevante la búsqueda de nueva física.

El fondo irreducible es simplemente extrapolado utilizando la forma predicha por PYTHIA luego de ser aplicadas las correspondientes correcciones provenientes de DIPHOX hasta aproximadamente 1.3 TeV, ya que por encima de este valor dicha corrección alcanza la unidad (ver Sección 6.1). La predicción de PYTHIA se obtuvo con muestras con buena estadística en todo el rango de la masa invariante hasta valores cercanos a 2.5 TeV. La incerteza sistemática en esta distribución varía con el valor de $m_{\gamma\gamma}$ y su valor puede verse en la Figura 6.4.

El escenario para el fondo reducible es significativamente distinto. Es evidente de la Figura 6.8 que la estadística de datos disponible para las distintas muestras es muy limitada para valores grandes de $m_{\gamma\gamma}$. Consecuentemente, resulta necesario ajustar el espectro a una función suave decreciente en la región baja de masas donde la estadística es suficiente, para luego extender la función resultante hacia la región de interés, $m_{\gamma\gamma} > 140$ GeV. Se utilizó una forma funcional tipo ley de potencias,

$$F_{reducible}(x) = A_{reducible} \cdot [x^{k1+k2 \log x}]$$

ya propuesta en otros análisis de ATLAS ([82, 102]) para describir el fondo de QCD, donde $A_{reducible}$ es un factor de normalización y $k1$ y $k2$ los parámetros de forma.

A fin de tener en cuenta las incertezas sistemáticas provenientes de la extrapolación y la posible diferencia en las distintas componentes del fondo reducible, se ajustó no sólo la muestra total, suma de las contribuciones de las muestras *tight-loose*, *loose-tight* y *tight-tight*, sino también cada una de ellas individualmente. El resultado de los cuatro ajustes se muestra en la Figura 6.14, mientras que se detallan los resultados del ajuste nominal en la Tabla 6.3. Se observa un buen acuerdo entre los ajustes en la región baja de masa donde la estadística es suficiente. Sin embargo, se observan diferencias en la extrapolación hacia la región de masa alta. La diferencia de los ajustes sobre las muestras individuales respecto del ajuste sobre la muestra

total (nominal) se utilizó para la determinación de la incerteza sistemática, y su valor total como función de la masa se muestra en línea negra en la Figura 6.15. Se observa que este valor es $\sim 5\%$ para $m_{\gamma\gamma}$ baja y crece hasta alcanzar un valor de $\sim 100\%$ para $m_{\gamma\gamma}$ cercana a los 2.5 TeV.

Además de la forma funcional descrita arriba, se probaron otras formas funcionales tales como una exponencial, la suma de dos exponenciales o una ley de potencias con $k_2=0$, sin embargo, ninguna de ellas se ajusta satisfactoriamente a la observación.

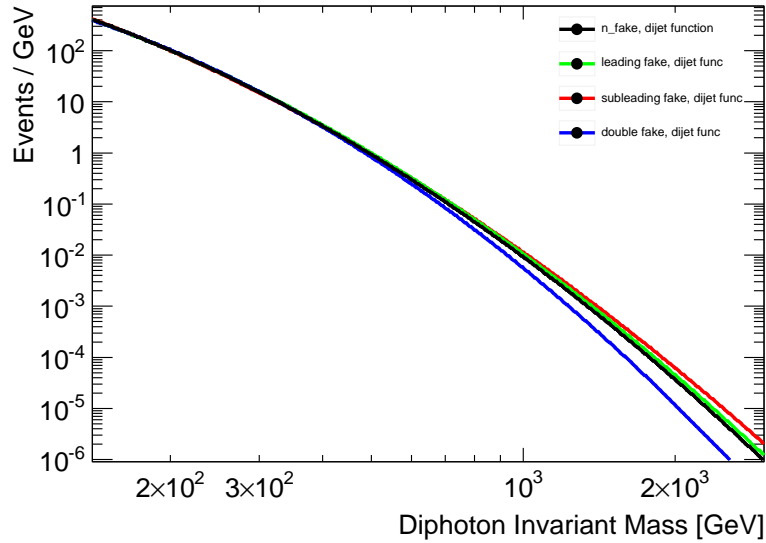


Figura 6.14 Comparación de los cuatro ajustes descritos en el texto realizados para parametrizar el fondo reducible y extrapolarlo a la región de $m_{\gamma\gamma}$ alta.

Forma funcional	Parámetro	Valor ajustado	χ^2/ndf
Ley de potencias	k1	5.9 ± 0.03	107.0/83.0
	k2	-0.95 ± 0.004	

Tabla 6.3 Resultados del ajuste al fondo reducible total a la forma funcional de una ley de potencias.

La estimación final del fondo se obtuvo sumando las componentes reducibles e irreducibles pesadas apropiadamente por el valor central de la pureza determinado por el método de aislamiento en 2D (71%, Sección 6.3.3).

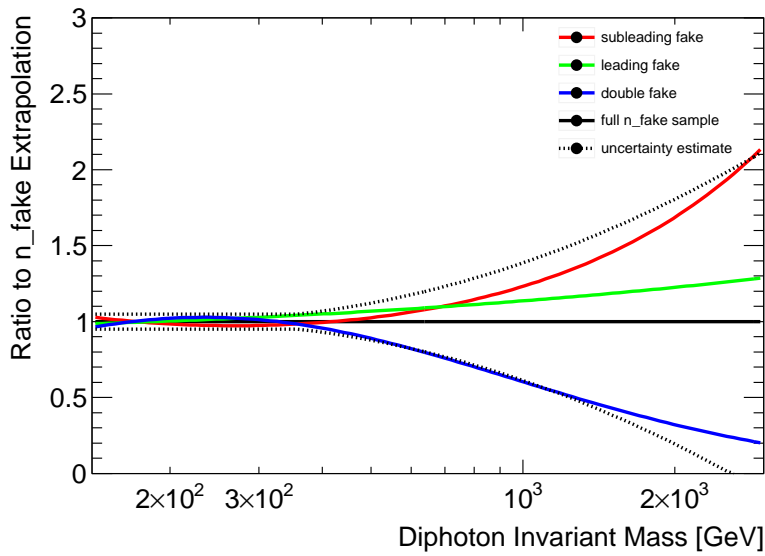


Figura 6.15 Cociente entre las predicciones de $m_{\gamma\gamma}$ obtenidas a partir de los ajustes sobre cada una de las muestras parciales que componen el fondo reducible y el ajuste nominal sobre la muestra total, teniendo en cuenta también la extrapolación a la región de $m_{\gamma\gamma}$ alta. Superpuesta en línea negra punteada, se observa la incerteza sistemática sobre el fondo reducible.



ESTUDIO DE INCERTEZAS SISTEMÁTICAS

Diversas fuentes de incertezas sistemáticas, en particular aquellas asociadas a la identificación de fotones en el *trigger*, y a la determinación de la distribución de masa invariante de dos fotones en el estado final del fondo, ya fueron detalladas en capítulos anteriores. En el presente capítulo se completa el estudio de las principales fuentes de incertezas sistemáticas que afectan las predicciones de las señales de nueva física y del fondo proveniente del Modelo Estándar. Para el caso de la señal, los sistemáticos fueron en su mayoría evaluados para los dos modelos considerados, resonante (RS) y no resonante (ADD), y en todos los casos se encontró que la diferencia en el valor de los sistemáticos entre los dos modelos es pequeña. Por simplicidad y a modo conservativo, la mayor fluctuación fue tomada como el valor final y utilizada en ambos modelos.

En la Sección 7.1 se presenta un estudio detallado de aquellos sistemáticos de carácter experimental que impactan en la estimación final de la señal, tanto en el número de eventos esperado como en la forma de la distribución de $m_{\gamma\gamma}$. Las principales contribuciones en este caso provienen de la determinación de la eficiencia de reconstrucción e identificación de fotones, que incluye los factores de corrección datos/MC, el material del detector, los efectos del *pileup* y el criterio de aislamiento; de la medición de la luminosidad integrada, y en menor medida, de la eficiencia del *trigger* y la escala y resolución de la energía. Seguido, se procede a la descripción de aquellas fuentes de incertezas sistemáticas que afectan las predicciones teóricas de la sección eficaz de producción y consecuente decaimiento en dos fotones de los modelos RS y ADD. Las principales contribuciones en este caso vienen de las PDF y las escalas de renormalización y factorización. La siguiente sección, completa el

estudio de sistemáticos sobre la estimación del fondo total. Se suman a las incertezas ya descritas en la forma intrínseca de las distribuciones del fondo reducible e irreducible, el impacto en la distribución de $m_{\gamma\gamma}$ total proveniente de las incertezas asociadas a la medida de la pureza. Finalmente, se presenta un breve resumen de todos los sistemáticos que serán considerados en el análisis final para la búsqueda de nueva física.

7.1 Sistemáticos en la Eficiencia de Selección de Señal

Las incertezas sistemáticas más relevantes que afectan a la estimación de las eficiencias de reconstrucción e identificación de fotones se discuten a continuación.

7.1.1 Reconstrucción de Fotones

La estimación de la incerteza sistemática asociada a la eficiencia de reconstrucción de fotones se obtuvo de los estudios realizados en ATLAS en el canal $Z \rightarrow e^+e^-$ [103]. Estos resultados derivan un sistemático proveniente de la diferencia en la eficiencia de reconstrucción de electrones obtenida de las simulaciones respecto de la observada en datos. A modo conservativo, se tomó el valor más grande de todas las diferencias encontradas (respecto de η) que resultó ser de 1.5 % por fotón.

7.1.2 Factores de Corrección Datos/MC

Como fuera descrito en la Sección 5.2.2, la eficiencia de selección de fotones *tight* fue evaluada a partir de simulaciones MC, teniendo en cuenta factores de corrección provenientes de la comparación de las simulaciones y la observación para cada una de las variables de selección. Para fotones de momento transverso muy alto como los estudiados en esta Tesis, la magnitud y el impacto de estas correcciones es muy pequeño. Sin embargo, dado que las correcciones fueron derivadas en una región de p_T relativamente baja ($p_T < 400$ GeV), las mismas debieron extrapolarse más allá de esa región, introduciendo un sistemático adicional por fotón de 1.5 %, tal como se detalla en [104].

Se evaluó en muestras simuladas de tipo señal, la eficiencia de selección de eventos comparando los resultados encontrados incluyendo los factores de corrección respecto de los valores por defecto, *i.e* sin correcciones. La Figura 7.1 muestra la diferencia relativa porcentual entre estos valores para diversos parámetros de los modelos RS y ADD. Las diferencias resultan menores al 1% en todo el rango de interés de los parámetros de los modelos estudiados. La incerteza sistemática total por evento

proveniente de los factores de corrección datos/MC, incluyendo los efectos de la extrapolación, es de 2.5%.

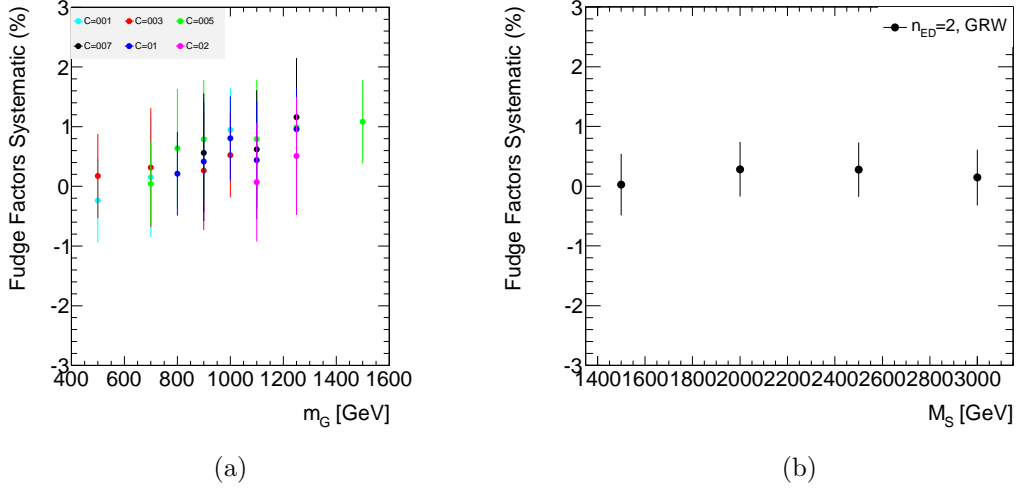


Figura 7.1 Diferencia relativa porcentual entre la eficiencia de selección de eventos de tipo (a) RS y (b) ADD obtenida con y sin el uso de los factores de corrección datos/MC. El valor más alto de estas diferencias es de 1% y fue el que determinó la incerteza sistemática proveniente de esta fuente.

7.1.3 Impacto del Material

El desconocimiento de la cantidad exacta de material que compone las distintas partes de cada uno de los subdetectores se verá reflejado mediante las simulaciones en una incerteza en la forma de las variables de discriminación utilizadas en la selección e identificación de fotones. La inclusión de material previo al calorímetro trae consigo, entre otros efectos, un incremento en el porcentaje de fotones convertidos, cuyos depósitos en el calorímetro electromagnético son distintos al de los fotones no convertidos y por lo tanto la eficiencia de selección global se verá afectada. El impacto del material extra en el análisis se cuantificó calculando la eficiencia de selección de eventos en muestras simuladas de tipo señal (RS) generadas con un detector alterado vía la introducción de material adicional en cada uno de los subdetectores respecto del valor nominal. El material se distorsionó hasta un +10% en los criostatos centrales previos al calorímetro y dentro del mismo, mientras que para el detector de trazas, se incrementó la totalidad del material en un 5% y además, cada uno de los componentes sufrió alteraciones de hasta un +20%. El valor absoluto de la diferencia relativa entre las distintas muestras con material distorsionado y el valor nominal, se utilizó como estimación de la incerteza sistemática proveniente de esta fuente. Los resultados para muestras de señal tipo RS como función de m_G

Figura 7.2 Incerteza sistemática en la eficiencia de selección de eventos de señal proveniente del desconocimiento de la composición exacta del material de cada uno de los subdetectores, calculada para gravitones tipo RS de distinta masa y acoplamiento.

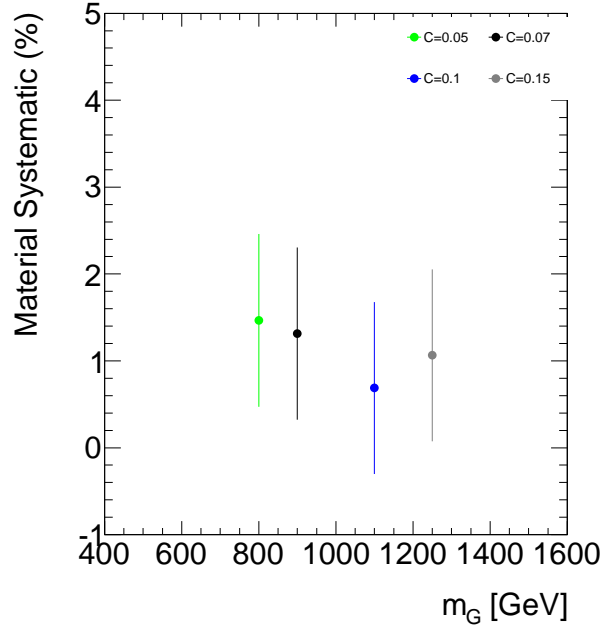
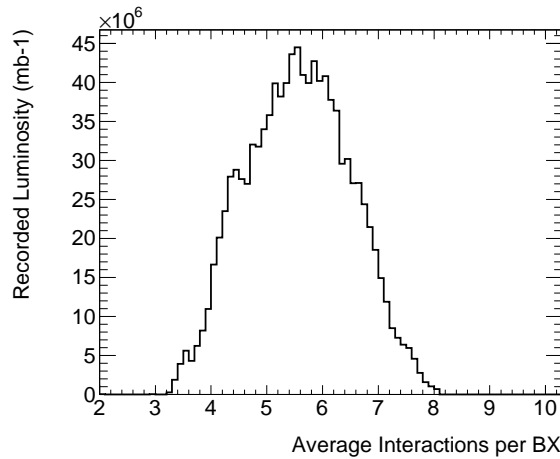


Figura 7.3 Distribución del número promedio de interacciones por *bunch crossing* en los datos colectados por ATLAS entre marzo y agosto del 2011.



y para distintos valores de k/\overline{M}_{Pl} se presentan en la Figura 7.2. El sistemático final se tomó de la mayor de las fluctuaciones y es del 1.5%.

7.1.4 *Pileup*

Los datos fueron colectados por ATLAS bajo diferentes condiciones de *pileup*, dependiendo del período (Sección 3.2.6), en particular, para los datos utilizados en esta Tesis, el número promedio de interacciones por *bunch crossing* es $\langle \mu \rangle = 6$. La distribución de $\langle \mu \rangle$ en datos se presenta en la Figura 7.3 y se observa que casi en la totalidad de los eventos el valor de $\langle \mu \rangle$ varía entre tres y ocho.

Para estudiar el impacto del *pileup* en el análisis se utilizaron simulaciones a fin de estimar la eficiencia de selección de eventos tipo señal en cuatro regiones distintas según el valor de $\langle \mu \rangle$. Luego se realizó un ajuste lineal de la eficiencia

como función de $\langle \mu \rangle$, y el sistemático final se tomó del ajuste como la mitad de la diferencia de los valores de la eficiencia entre el valor máximo ($\langle \mu \rangle=8$) y mínimo ($\langle \mu \rangle=3$) de $\langle \mu \rangle$. Los ajustes para el caso de gravitones RS con $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$ y para distintos valores de m_G se muestran en la Figura 7.4, mientras que la incerteza sistemática obtenida a partir de este procedimiento se muestra en la Figura 7.5 para el modelo de RS como función de m_G y para distintos valores de k/\overline{M}_{Pl} ; y para el modelo de ADD (GRW) como función de M_S . El valor final del sistemático por *pileup* se tomó a modo conservativo como la mayor de las diferencias, resultando en un valor de 2.5%.

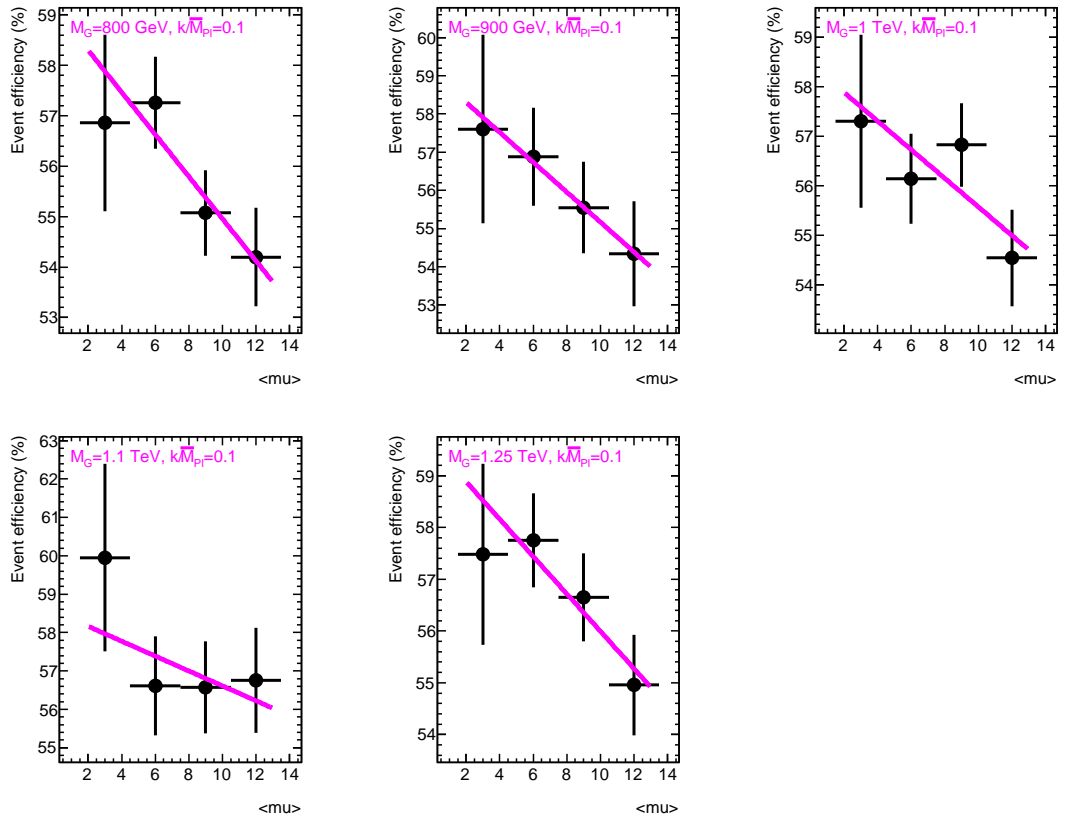


Figura 7.4 Ajuste lineal a la eficiencia de selección de eventos tipo RS como función de $\langle \mu \rangle$. Se presentan aquellos correspondientes a muestras con $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$ y diversos valores de m_G .

7.1.5 Aislamiento

Las correcciones al aislamiento del fotón descritas en la Sección 4.2.3, están sujetas a las limitaciones propias de las simulaciones MC. Si bien la corrección por depósitos de energía fuera del *cluster* del fotón fue reajustada en base a los

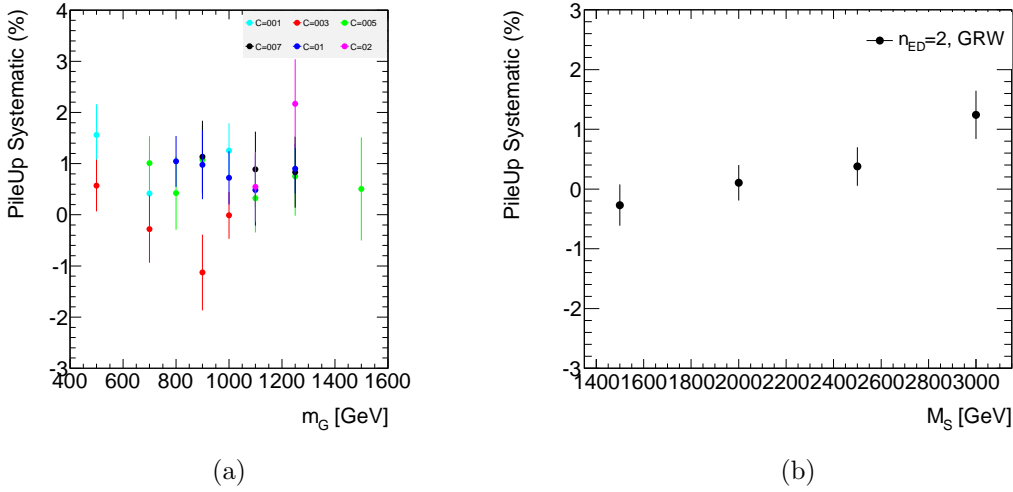


Figura 7.5 Incerteza sistemática proveniente de las distintas condiciones de *pileup*, (a) para gravitones tipo RS como función de m_G y para distintos valores de k/\bar{M}_{Pl} , y (b) para gravitones tipo ADD (GRW) como función de M_S .

datos observados, esta corrección contiene cierta incerteza, y consecuentemente, la distribución del aislamiento del fotón obtenida a partir de las simulaciones tendrá desviaciones respecto de la medida en datos, impactando en el valor estimado de la eficiencia de selección de fotones.

Para cuantificar la discrepancia entre la observación y la predicción y su impacto en la eficiencia de selección de fotones, la distribución de aislamiento se comparó entre datos y simulaciones MC como función de (a) el número de vértices primarios (n_{PV}) y (b) el momento transversal (p_T) del fotón. En general, n_{PV} puede vincularse directamente con el *in-time pileup* y la actividad del evento subyacente, afectando la corrección necesaria al aislamiento del fotón, mientras que la dependencia del aislamiento con el p_T del fotón es clara y ya fue establecida en la Sección 5.1.2.1.

Para obtener la distribución del aislamiento del fotón, se partió de una muestra de fotones reconstruidos que satisfacen los criterios de selección *loose*. A su vez, esta muestra se subdividió en dos, separando aquellos fotones que además pasaron los criterios de selección *tight* (muestra *tight*), de los que fallaron la misma (muestra *anti-tight*). En datos, la muestra *tight* estará en general compuesta tanto de fotones reales como otros objetos erróneamente identificados como fotón (mayoritariamente *jets*) y por ello, para obtener la contribución proveniente puramente de fotones reales, esta última debe sustraerse. El proceso de sustracción se realiza por medio del estudio de la muestra *anti-tight*, dominada en su totalidad por *jets*: su distribución de aislamiento fue normalizada de manera de ajustarse al número de eventos de la muestra *tight* con un valor del aislamiento por encima de 10 GeV, valor para el cual la muestra *tight* se supone completamente dominada por *jets*. Una vez

normalizada, la contribución al aislamiento proveniente de la muestra anti-*tight* fue sustraída de la distribución de la muestra *tight*, y la distribución sobreviviente, considerada proveniente puramente de fotones reales, fue ajustada a una función Crystal Ball (CB, Apéndice A.2).

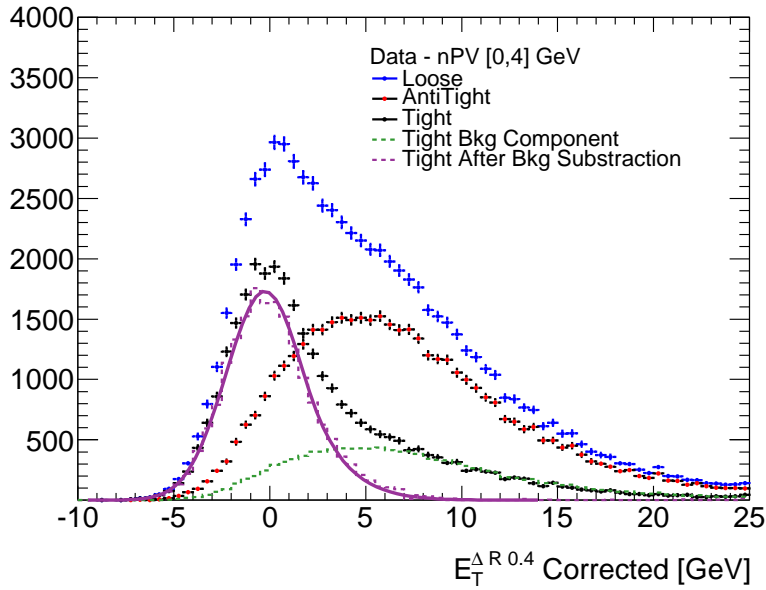
Los resultados de este procedimiento para eventos con $nPV < 4$ se presentan en la Figura 7.6, mientras que los propios para fotones con p_T entre 25 y 50 GeV se muestran en la Figura 7.7. Vale notar que para las simulaciones MC, se utilizó una muestra pura de eventos de dos fotones del Modelo Estándar (combinación de las muestras detalladas en la Tabla 5.3) y por ello el ajuste se realizó directamente sobre la muestra *tight*, sin la necesidad de sustraer el fondo.

El proceso fue repetido sistemáticamente para otras regiones de nPV y p_T , más específicamente, en (a) $nPV \in \{< 2, 2 - 4, 4 - 6, 6 - 8, > 8\}$ y (b) $p_T \in \{25 - 50, 50 - 75, 75 - 100, > 100\}$ GeV. La media de la distribución CB (parámetro \bar{x}) se comparó entre los ajustes a datos y MC y los resultados se presentan en la Figura 7.8. Como función de p_T , no se observa dependencia alguna en las simulaciones, producto de la correcta implementación de las correcciones; mientras que en datos, a pesar de los reajustes, aun se observa un desplazamiento de la media de la distribución a valores mayores del aislamiento, que disminuye al aumentar el p_T del fotón. En términos de nPV , el comportamiento de la media en datos y eventos simulados es similar (aumenta con nPV) pero nuevamente se observa un corrimiento sistemático de la media a valores mayores del aislamiento para el caso de las simulaciones respecto de los datos.

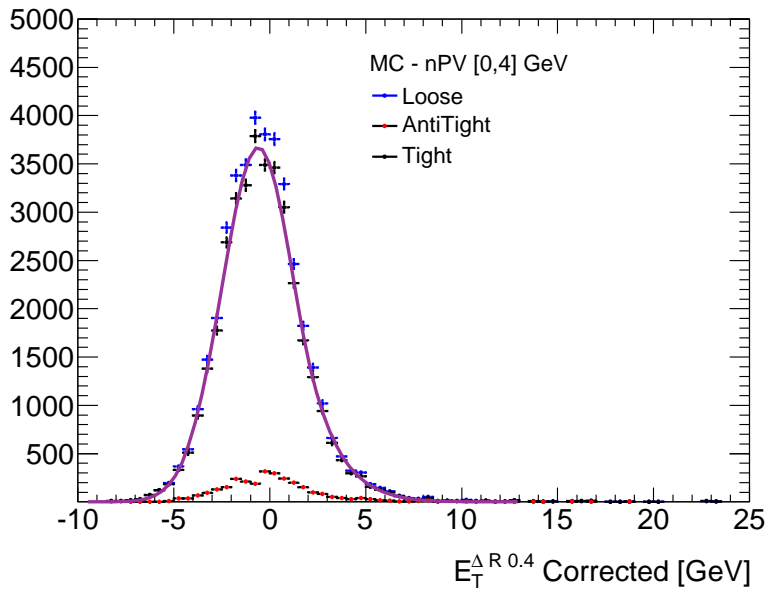
La incerteza sistemática en la eficiencia de selección de eventos proveniente de las diferencias entre datos/MC descritas anteriormente, se obtuvo comparando la eficiencia resultante de aplicar el corte por defecto $E_{T,ISO}^{\Delta R < 0.4} < 5\text{GeV}$, con el valor obtenido a partir de modificar el valor del corte según las características de cada evento en términos del p_T de los fotones o del número de vértices primarios (nPV); es decir $E_{T,ISO}^{\Delta R < 0.4} < (5 \pm \sigma_{p_T, nPV})\text{GeV}$ donde $\sigma_{p_T, nPV}$ es el corrimiento de la media de la distribución obtenido anteriormente (Figura 7.8) como función del p_T del fotón o de nPV . Para el caso de la dependencia con p_T , el corrimiento se realizó para cada fotón individualmente. Las eficiencias obtenidas por el procedimiento mencionado se presentan en la Figura 7.9 para eventos simulados de tipo RS y ADD como función de m_G y M_S respectivamente. Se observa en ambos casos, que la diferencia entre la eficiencia obtenida a partir del corrimiento por nPV es mayor que la propia con p_T . El sistemático final se tomó como la mayor entre estas dos diferencias promediada entre todas las muestras de señal, y el valor encontrado es 2.5%.

7.1.6 Otros Sistemáticos Experimentales

Además de las contribuciones a la incerteza sistemática en la estimación de la eficiencia de reconstrucción e identificación de fotones, la estimación final de la

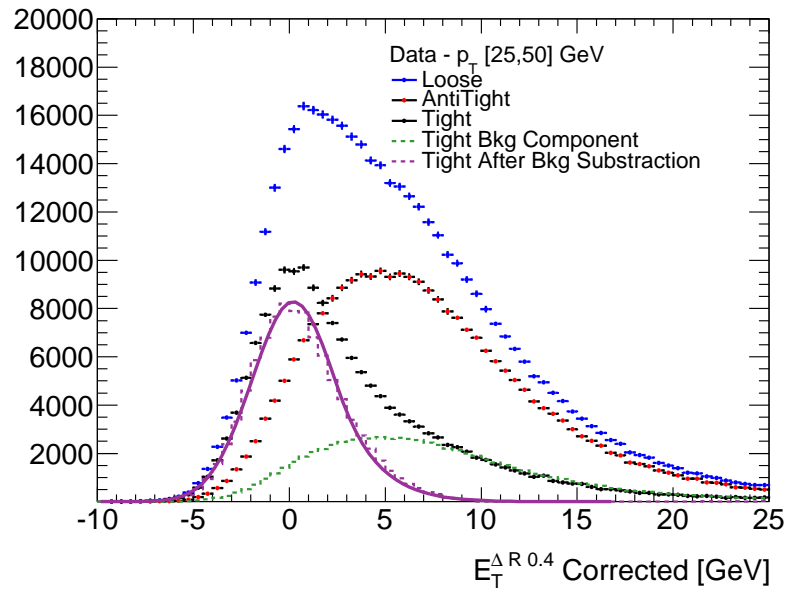


(a)

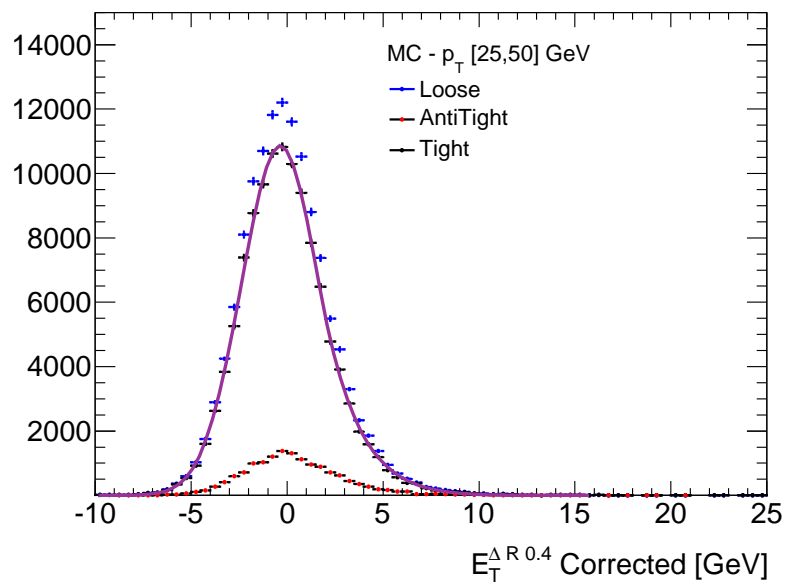


(b)

Figura 7.6 Distribución de aislamiento del fotón para eventos con $nPV < 4$ en (a) datos y (b) eventos simulados de dos fotones directos del Modelo Estándar. Las muestras *loose*, *tight* y *anti-tight* se muestran en azul, negro y rojo respectivamente. Para el caso de datos, la línea punteada verde representa la contribución de *jets* en la muestra *tight* obtenida según el método descrito en el texto. En magenta se presenta la muestra *tight* luego de sustraído el fondo con su correspondiente ajuste a una función Crystal Ball.

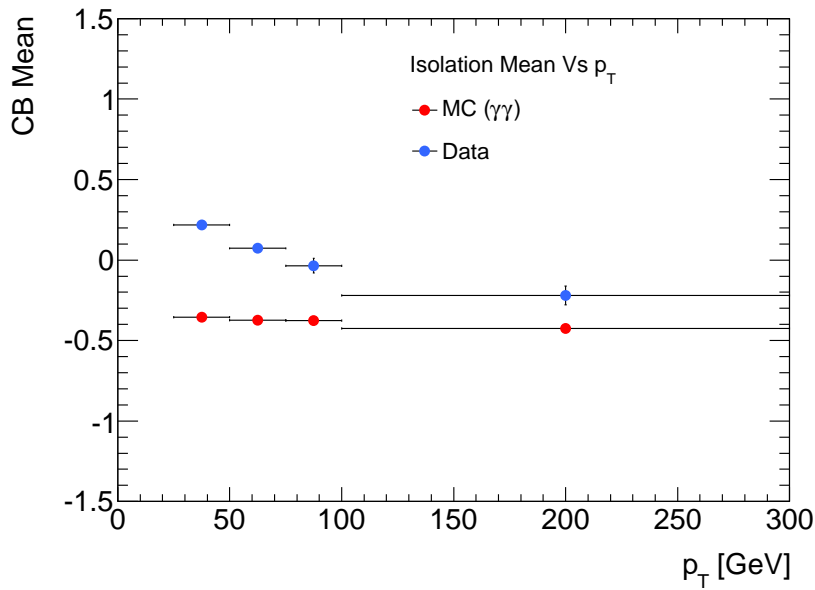


(a)

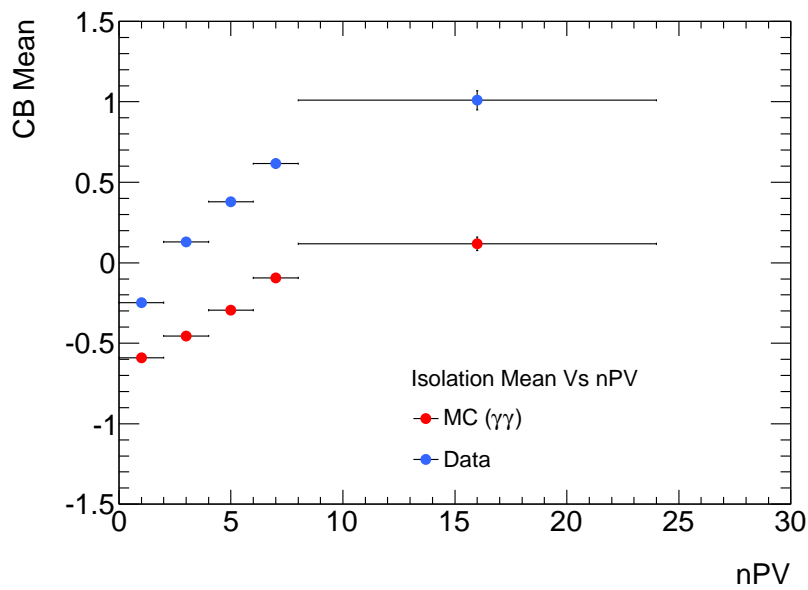


(b)

Figura 7.7 Distribución de aislamiento del fotón para fotones con $25 < p_T < 50$ GeV en (a) datos y (b) eventos simulados de dos fotones directos del Modelo Estándar. Las muestras *loose*, *tight* y *anti-tight* se muestran en azul, negro y rojo respectivamente. Para el caso de datos, la línea punteada verde representa la contribución de *jets* en la muestra *tight* obtenida según el método descrito en el texto. En magenta se presenta la muestra *tight* luego de sustraído el fondo con su correspondiente ajuste a una función Crystal Ball.

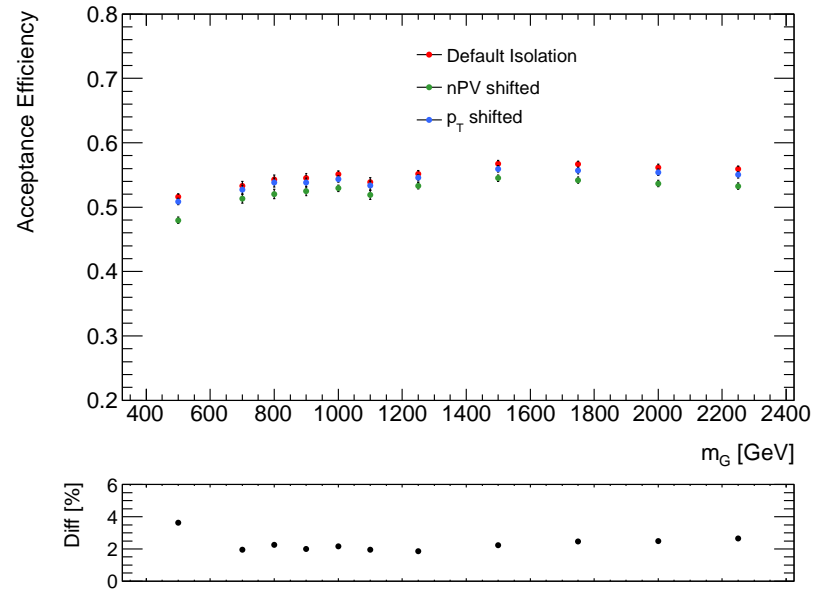


(a)

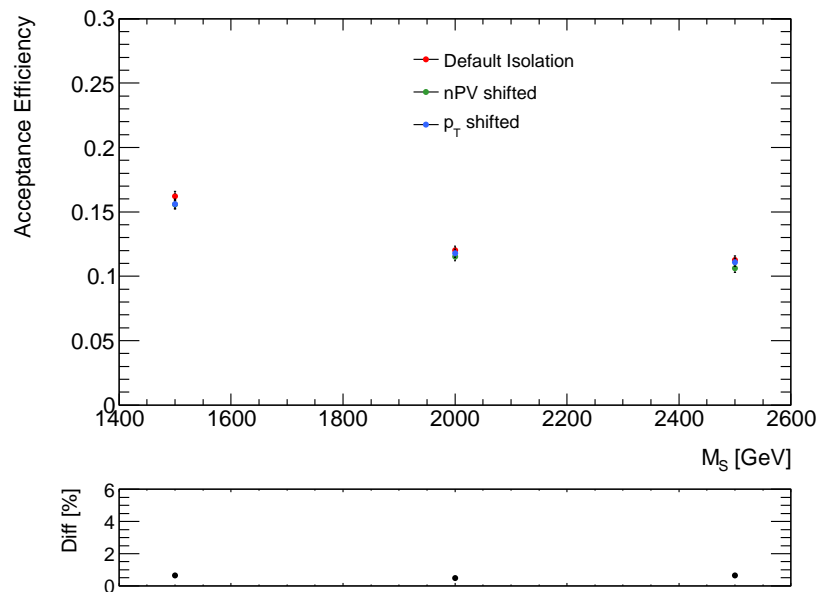


(b)

Figura 7.8 Media de la distribución de aislamiento del fotón proveniente del ajuste a una función CB para datos (azul) y simulaciones (rojo) como función de (a) p_T y (b) nPV. La barra horizontal representa la región incluida del parámetro correspondiente.



(a)



(b)

Figura 7.9 Eficiencia de selección de eventos (a) para el modelo RS como función de m_G y (b) para el modelo ADD (GRW) como función de M_S . Se distinguen la eficiencia obtenida con la selección de aislamiento del fotón por defecto (rojo) de aquellas encontradas a partir de los corrimientos evento a evento según p_T (azul) o nPV (verde) (ver texto). La mayor diferencia entre la eficiencia nominal y las alternativas se muestra en el panel inferior.

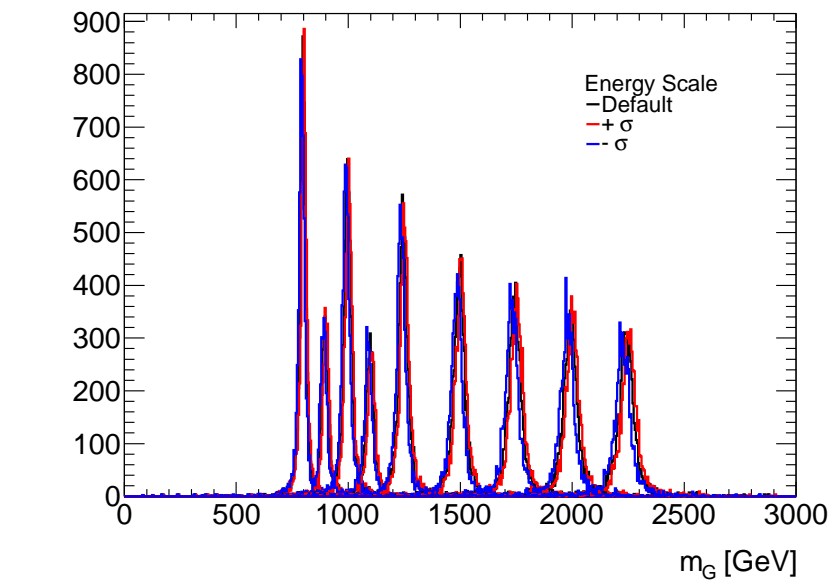
señal de nueva física se verá afectada por otras fuentes de incertezas de carácter experimental. Se detallan a continuación las más relevantes.

- ⊙ **Luminosidad Integrada:** La determinación de la luminosidad integrada en ATLAS se realizó mediante el uso de los subdetectores específicos, LUCID y BCM y la incerteza ($\delta\mathcal{L}/\mathcal{L}$) en esta medida para los datos utilizados es de 3.7% [60, 105].
- ⊙ **Escala y resolución de energía:** Las correcciones en la escala de la energía utilizadas en esta Tesis se basan en los datos colectados por ATLAS en el año 2010 y 2011 y provienen de estudios del decaimiento $Z \rightarrow e^+e^-$ [103]. Se determinaron factores de corrección en 26 regiones distintas de η para fotones y electrones en la región $|\eta| < 2.47$. Estas correcciones traen consigo asociada una incerteza sistemática, que varía también con la región de η del fotón, y que se considera correlacionada entre regiones distintas de η y a lo largo de p_T .

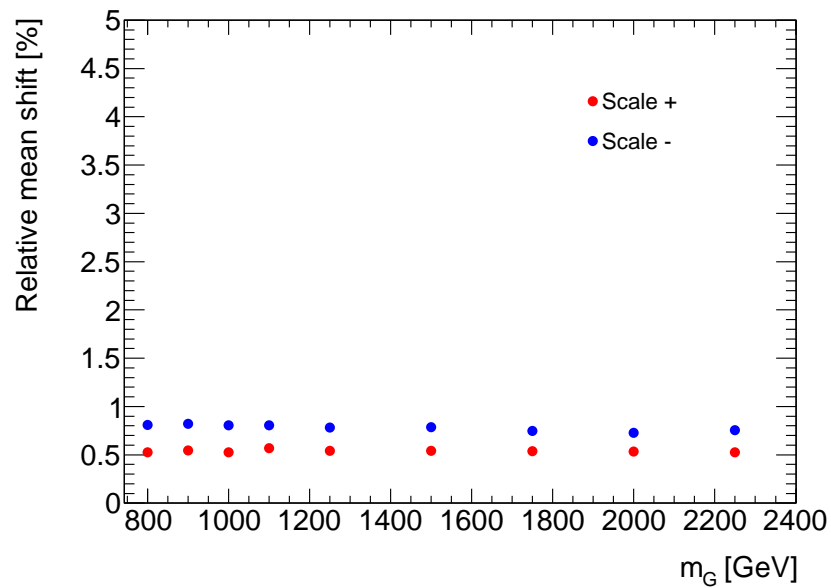
En términos de la resolución, las simulaciones MC no son capaces de reproducir los efectos del detector en su totalidad por lo que resulta necesario aplicar un *smearing* sobre las muestras de MC. Al igual que en el caso anterior, estudios de la resolución de la energía utilizando datos del 2010 [103] y principios del 2011 permitieron estimar la incerteza en la medida de la resolución.

Dada las incertezas en las correcciones de escala y de resolución de la energía mencionadas, se estudió el impacto en el espectro de masa invariante de dos fotones de las muestras de señal, variando las correcciones en $\pm\sigma$ y comparando el resultado con el espectro obtenido con la corrección por defecto. El efecto en ambos casos no se corresponde con la pérdida o ganancia de eventos, sino que se manifiesta como un corrimiento o deformación del espectro de $m_{\gamma\gamma}$ (media y RMS). El estudio se realizó sobre muestras de tipo RS con $k/\overline{M}_{Pl}=0.01$ y como función de m_G . Los resultados se muestran en las Figuras 7.10 y 7.11 para escala y resolución respectivamente, donde se observa un corrimiento máximo del 1% en la media de la distribución de $m_{\gamma\gamma}$ y otro cercano al 2% en el RMS.

- ⊙ **Estadística del MC:** La estadística limitada de eventos simulados disponible para eventos de señal (RS y ADD) introduce una incerteza sistemática adicional del 1%.
- ⊙ **Trigger:** Tal como fue descrito en la Sección 5.2.4, la eficiencia del *trigger* de fotones utilizado en el presente análisis trae asociada una incerteza del 2%.
- ⊙ **Identificación del *Bunch Crossing*:** Señales saturadas ($E_T > 255$ GeV) pueden inducir una incorrecta identificación del *bunch crossing* (BCID) causando una reducción en la eficiencia del trigger. Las ineficiencias pueden



(a)



(b)

Figura 7.10 (a) Distribución de $m_{\gamma\gamma}$ para gravitones RS con $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$ y para distintos valores de m_G . Se muestran superpuestas las distribuciones obtenidas utilizando la escala de energía por defecto (negro) y aquellas obtenidas variando la misma en $+\sigma$ (rojo) y $-\sigma$ (azul) según la incerteza sistemática asociada a la corrección. (b) Corrimiento relativo de la media de las distribuciones de $m_{\gamma\gamma}$ como función de m_G .

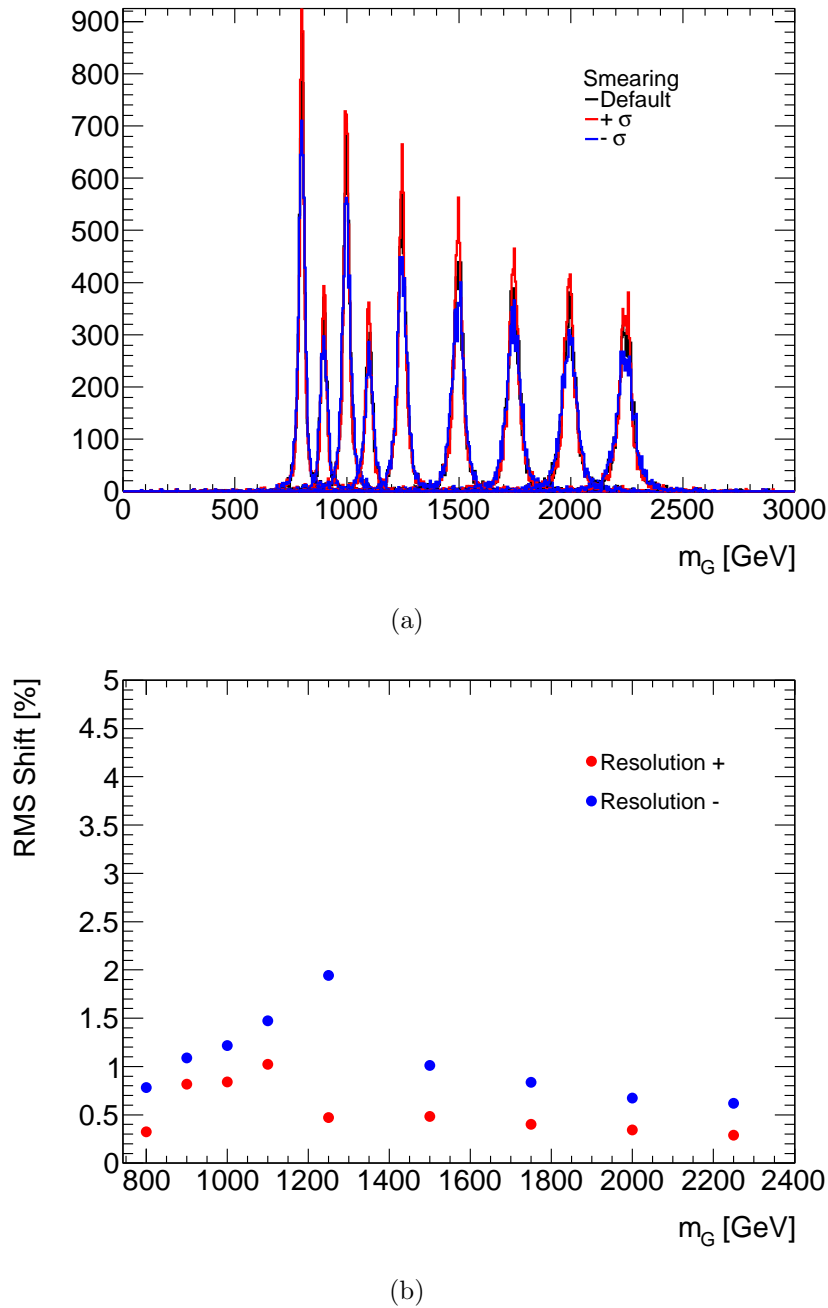


Figura 7.11 (a) Distribución de $m_{\gamma\gamma}$ para gravitones RS con $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$ y para distintos valores de m_G . Se muestran superpuestas las distribuciones obtenidas utilizando la resolución de energía por defecto (negro) y aquellas obtenidas variando la misma en $+\sigma$ (rojo) y $-\sigma$ (azul) según la incerteza sistemática asociada a la corrección. (b) Corrimiento relativo del RMS de la distribuciones de $m_{\gamma\gamma}$ como función de m_G .

ser causadas tanto por identificaciones tardías como por identificaciones tempranas. Estudios previos [106,107] (2010) muestran que el primero de los casos afecta sólo las regiones $|\eta| > 2.4$ y en menor medida la región ($\eta \in [-1.4, 0]$, $\phi \in [1.96, 2.15]$), mientras que el segundo caso impacta solamente la región central del calorímetro causando ineficiencias de hasta 1% por electrón, para electrones de hasta 900 GeV. Recientes modificaciones en el detector (01/2011) han resuelto las fallas en la región ($\eta \in [-1.4, 0]$, $\phi \in [1.96, 2.15]$) y los algoritmos de saturación de BCID han sido refinados, por lo que el impacto de las identificaciones tardías se eliminó completamente. Se espera que la ineficiencia causada por identificaciones tempranas también se vea reducida a partir de estas mejoras. Sin embargo, los datos finales de estos estudios no han estado disponibles al tiempo de realización de este trabajo. Por ello, se eligió un valor conservativo del 1% independiente de $m_{\gamma\gamma}$.

7.2 Sistemáticos en la Sección Eficaz de Producción de Señal

La predicción final del valor de la sección eficaz de producción de cada una de las señales, se verá en general influenciada por las funciones de distribución partónicas (PDF) y las escalas de factorización y renormalización utilizadas en la simulación. Se detalla a continuación, el impacto de las incertezas asociadas a cada una de estas cantidades en el valor de la sección eficaz de producción de señal.

7.2.1 PDF

La incerteza proveniente de un dado conjunto de PDF, se obtuvo utilizando la siguiente fórmula:

$$\Delta A = \frac{1}{2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (A_i^+ - A_i^-)^2} \quad (7.1)$$

donde A es el observable en cuestión (la sección eficaz de producción en este caso) y A_i^+ (A_i^-) es el valor del observable obtenido a partir de la PDF con el autovalor i modificado en $+(-)\sigma$.

Para el modelo RS la incerteza sistemática proveniente de las PDFs se obtuvo utilizando el conjunto de PDF MSTW2008 LO (20 autovalores). Se generaron 120K eventos para cada valor de m_G y k/\overline{M}_{PI} y los resultados se muestran en la Tabla 7.1. En la Figura 7.12 se muestran los resultados como función de m_G donde el mayor de los valores entre distintos valores de k/\overline{M}_{PI} para un mismo valor de m_G fue elegido. Se realizó un ajuste lineal para extrapolar los resultados a valores altos de m_G . Se

observa que las incertezas toma valores cercanos al 5% para un gravitón de 300 GeV aumentando con m_G hasta alcanzar un valor de 15 % para masas cercanas a los 2.5 TeV.

Masa [TeV]	k/\overline{M}_{Pl}	Incerteza de PDF	
0.3	0.0 1	+5.1%	-4.6%
0.5	0.01	+5.1%	-6.7%
	0.03	+6.1%	-6.1%
0.7	0.05	+6.6%	-7.1%
	0.01	+6.9%	-7.3%
0.8	0.03	+7.5%	-7.3%
	0.1	+6.9%	-7.3%
	0.01	+8.1%	-7.7%
1	0.03	+7.4%	-8.4%
	0.05	+7.6%	-8.4%
	0.1	+7.8%	-8.1%
	0.01	+8.1%	-7.7%
1.25	0.05	+8.8%	-8.7%
	0.1	+9.2%	-8.8%
1.5	0.05	+10.9%	-10.2%

Tabla 7.1 Incerteza proveniente de las PDF para muestras de gravitones RS con diferentes valores de k/\overline{M}_{Pl} y m_G .

Para el modelo ADD se utilizaron las PDFs provistas por el grupo CTEQ6.6 (22 autovalores), donde a la incerteza proveniente de la PDF misma, se le agregó la proveniente de la comparación con otro conjunto de PDF, MSTW2008NLO(68%). Los resultados se presentan en la Tabla 7.2. No se observa un comportamiento claro de las incertezas como función de M_S para el modelo ADD por lo que los valores precisos fueron utilizados en cada caso.

7.2.2 Escalas

La incerteza proveniente de las escalas de renormalización y factorización se tomaron de [87, 88]. El valor encontrado es cercano al 3% para un gravitón RS de 1.5 TeV y $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$, considerablemente menor al proveniente de otras fuentes, por lo que esta estimación se tomó como representativa para ambos modelos independientemente del valor de los parámetros.

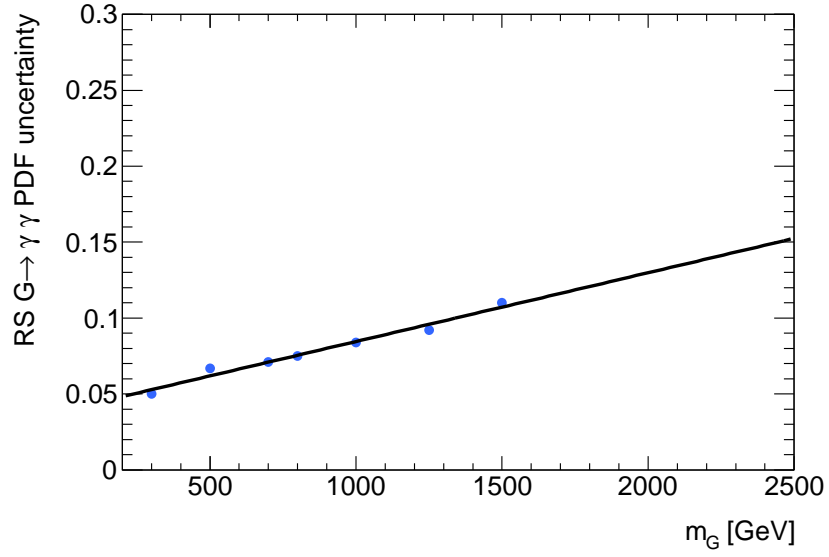


Figura 7.12 Incerteza sistemática proveniente de las PDF para muestras de gravitones RS como función de m_G . Los valores utilizados provienen de la Tabla 7.1 donde el mayor de los valores entre distintos valores de k/\bar{M}_{Pl} para un mismo valor de m_G fue elegido. La parametrización lineal se utilizó para extrapolar el valor a la región de valores altos de m_G .

Convención	M_S	Incerteza PDF		
		CETQ6.6	CTEQ vs. MSTW	Total
GRW	1.5	12.90%	3.82%	13.46%
	2.0	14.15%	3.38%	14.54%
	2.5	8.37%	0.86%	8.41%
	3.0	11.63%	0.80%	11.66%
Hewett+	1.5	14.71%	3.88%	15.22%
	2.0	15.44%	2.53%	15.64%
	2.5	6.89%	4.16%	8.05%
	3.0	9.61%	8.25%	12.67%
Hewett-	1.5	12.32%	3.15%	12.72%
	2.0	18.42%	4.21%	18.90%
	2.5	6.92%	4.44%	8.22%
	3.0	6.60%	3.19%	7.33%

Tabla 7.2 Incerteza proveniente de las PDF para muestras de gravitones ADD con diferentes valores de M_S y para las distintas convenciones utilizadas.

7.3 Sistemáticos en la Estimación Final del Fondo

La estimación final del fondo, como se explica al final de la Sección 6.4, se realizó sumando las componentes reducible e irreducible pesadas por el valor de la pureza medida, donde cada *bin* de $m_{\gamma\gamma}$ tendrá asociado las incertezas sistemáticas provenientes de la forma de cada una de las componentes del fondo. El hecho de que la pureza tenga a su vez un sistemático asignado ($^{+5}_{-9}\%$), agrega una contribución adicional a la incerteza del fondo total, ya que debido a las diferencias de forma entre el fondo reducible e irreducible, la suma pesada de ambas cambiará al variar el valor de la pureza como se ve en la Figura 6.9. Variando el valor de la pureza dentro de sus errores y comparando la estimación del fondo total con la obtenida utilizando el valor central, se calculó esta incerteza como función de $m_{\gamma\gamma}$. Los resultados obtenidos se muestran en la Figura 7.13, donde en el panel superior se ven las distribuciones resultantes de las variaciones de la pureza en $\pm 1\sigma$ junto con la estimación central, mientras que debajo se muestra la diferencia relativa entre dichas predicciones, que alcanza un valor del 10% para valores grandes de la masa invariante.

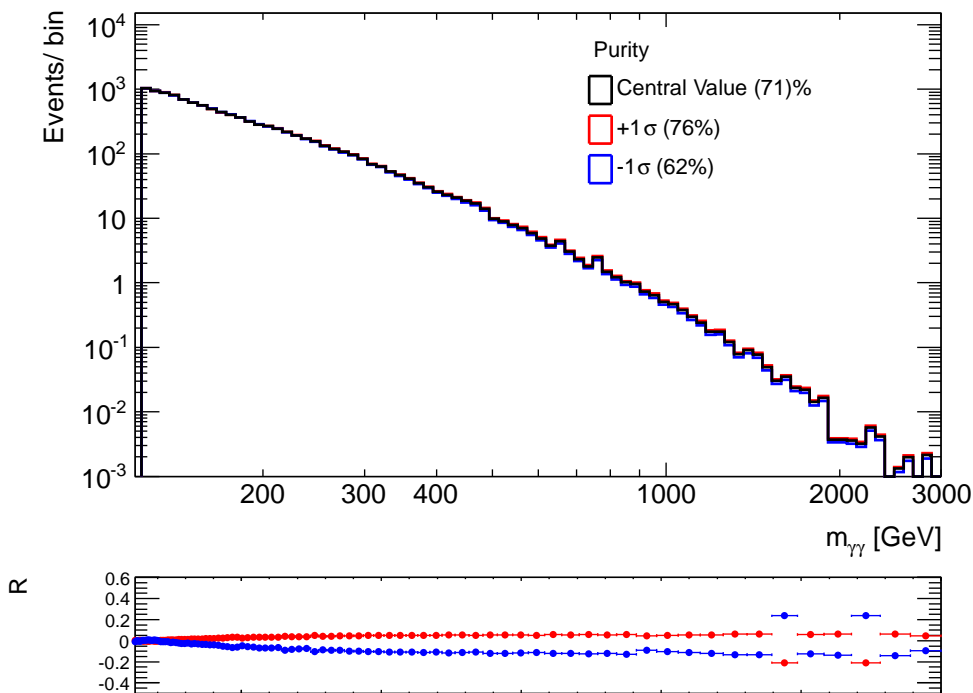


Figura 7.13 (Panel Superior) Estimación del espectro de masa de dos fotones del fondo total para el valor central de la pureza y sus correspondientes variaciones $\pm 1\sigma$. (Panel inferior) Máxima diferencia relativa entre cada una de estas curvas como función de $m_{\gamma\gamma}$.

La incerteza sistemática final en la estimación del fondo total incluye entonces

las incertezas provenientes de la forma de las distribuciones de las componentes reducibles e irreducible y la reciente mencionada contribución de la incerteza en el valor de la pureza. En la Figura 7.14 se resumen los valores de cada una de estas incertezas, así como también la incerteza total proveniente de la suma en cuadratura de las contribuciones individuales, que muestra valores del orden del 2% en la región de $m_{\gamma\gamma}$ baja incrementándose con la misma hasta alcanzar un 20% para $m_{\gamma\gamma} \sim 2$ TeV.

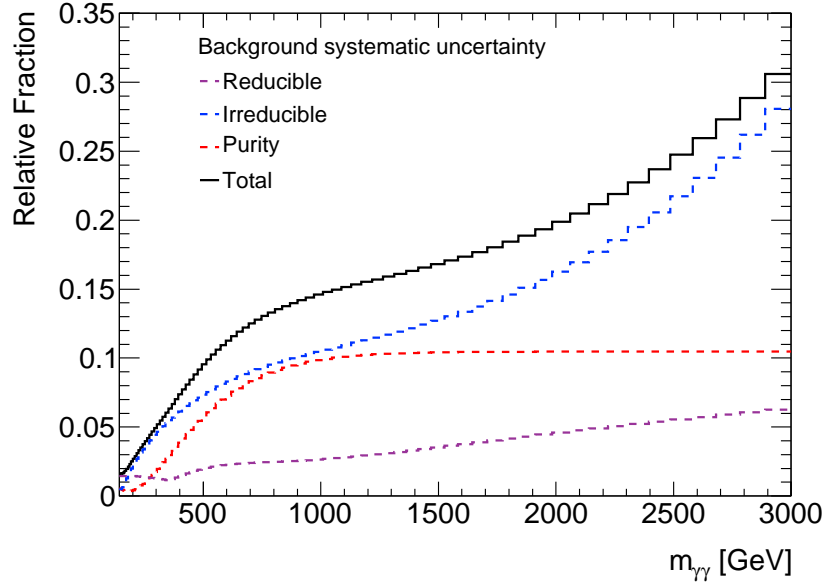


Figura 7.14 Incerteza sistemática final sobre la forma del fondo total como función de $m_{\gamma\gamma}$. Se incluyen las contribuciones de la forma de la distribución del fondo reducible e irreducible, así como también las contribuciones provenientes de variar el valor de la pureza dentro de sus incertezas.

7.4 Resumen de los Sistemáticos

En la Tabla 7.3 se enumeran las principales incertezas sistemáticas que afectan la predicción del número de eventos esperados de señal junto con su correspondiente estimación. Los mismos valores fueron utilizados para los modelos de RS y ADD y se tomaron independientes de $m_{\gamma\gamma}$, a excepción del asociado con las PDF, que presenta una dependencia significativa como función de m_G y M_S respectivamente, por lo que se utilizaron los valores precisos correspondientes a cada modelo. Las incertezas provenientes de la escala y la resolución de la energía no se incluyen aquí debido a que afectan la forma de la distribución de $m_{\gamma\gamma}$ pero no su normalización. Para el caso de la estimación del fondo, la incerteza total en la predicción se muestra en la Figura 7.14 y tiene un valor de 2% en la región $m_{\gamma\gamma} \sim 140$ GeV, aumentando

a 15% para $m_{\gamma\gamma} \sim 1$ TeV y finalmente alcanzando un valor cercano al 20 % para $m_{\gamma\gamma} = 2.5$ TeV.

Fuente de incerteza	Incerteza en la señal(%)
Luminosidad integrada	3.7
Estadística del MC	1.0
Identificación del BC	1.0
Eficiencia del <i>trigger</i> de fotones	2.0
<i>Pileup</i>	2.5
Eficiencia de reconstrucción e identificación de fotones	
Reconstrucción de fotones	2.2
Factores datos/MC	$\oplus 2.5$
Material del detector	$\oplus 1.5$
Aislamiento	$\oplus 2.5$
Total	4.3
Incerteza experimental total sobre la señal= 6.7 %	
PDF	5 - 15
Escala	3
Incerteza teórica total sobre la señal= 6 - 15 %	

Tabla 7.3 Resumen de las incertezas sistemáticas asociadas al número de eventos esperados de señal. Los mismos valores son utilizados para los dos modelos estudiados (RS y ADD), excepto para el caso de las PDF. Para más detalles ver el texto.

RESULTADOS EXPERIMENTALES E INTERPRETACIÓN

Habiendo estudiado en detalle las predicciones de los modelos de nueva física junto con sus correspondientes incertezas, y las propias para los procesos de fondo del Modelo Estándar, se procede al análisis de la distribución observada de masa invariante de dos fotones en el estado final ($m_{\gamma\gamma}$). En la Sección 8.1 se muestran los resultados obtenidos, evidenciándose un buen acuerdo entre la distribución en datos y las predicciones del Modelo Estándar dentro de la estadística analizada ($\mathcal{L}_{int} = 2.12 \text{ fb}^{-1}$), cuantificado además, en la Sección 8.2, mediante el uso del BUMPHUNTER. Consecuentemente, en las secciones siguientes se procede a la determinación de los límites de exclusión para la producción de los modelos de nueva física resonante (RS) y no resonante (ADD). En la Sección 8.3.1 se muestra la interpretación de los datos dentro del modelo RS en el canal de decaimiento a dos fotones, donde se imponen límites de exclusión Bayesianos a 95% CL sobre los parámetros relevantes m_G y k/\overline{M}_{Pl} . Los mismos datos son utilizados en combinación con datos provenientes del análisis de los canales leptónicos en ATLAS (e^+e^- y $\mu^+\mu^-$), permitiendo así extender la región de búsqueda sobre los parámetros del modelo. La Sección 8.3.2 describe la interpretación de los datos dentro del modelo ADD, donde al igual que para el caso anterior, se imponen límites Bayesianos a 95% CL sobre el parámetro M_S dentro de los distintos formalismos considerados en este trabajo.

8.1 Distribución de Masa Invariante

La Figura 8.1 muestra la distribución de masa invariante de dos fotones en el estado final en todo el rango de $m_{\gamma\gamma} > 140 \text{ GeV}$ correspondiente a la totalidad de los datos incluidos en este análisis ($\mathcal{L}_{int} = 2.12 \text{ fb}^{-1}$). Superpuesta se muestra

la predicción del fondo reducible y total junto con las correspondientes incertezas asociadas. En el panel inferior se muestra la significancia estadística *bin-a-bin* de las desviaciones de la observación respecto de los valores esperados (ver Sección 2.1.1). Se determinó el tamaño de los *bines* tal que cada uno cubra una región al menos igual al valor de la resolución correspondiente al valor de $m_{\gamma\gamma}$ asociado y con un incremento logarítmico a fin de facilitar su visualización en escala logarítmica.

La distribución de $m_{\gamma\gamma}$ está también representada en la Tabla 8.1, donde el número de eventos observado junto con las correspondientes predicciones del fondo y sus incertezas, se muestran para distintas regiones de $m_{\gamma\gamma}$. La primer fila muestra la región de control en la que, como ya fue explicado en la Sección 6.3, la normalización del fondo fue ajustada a la observación.

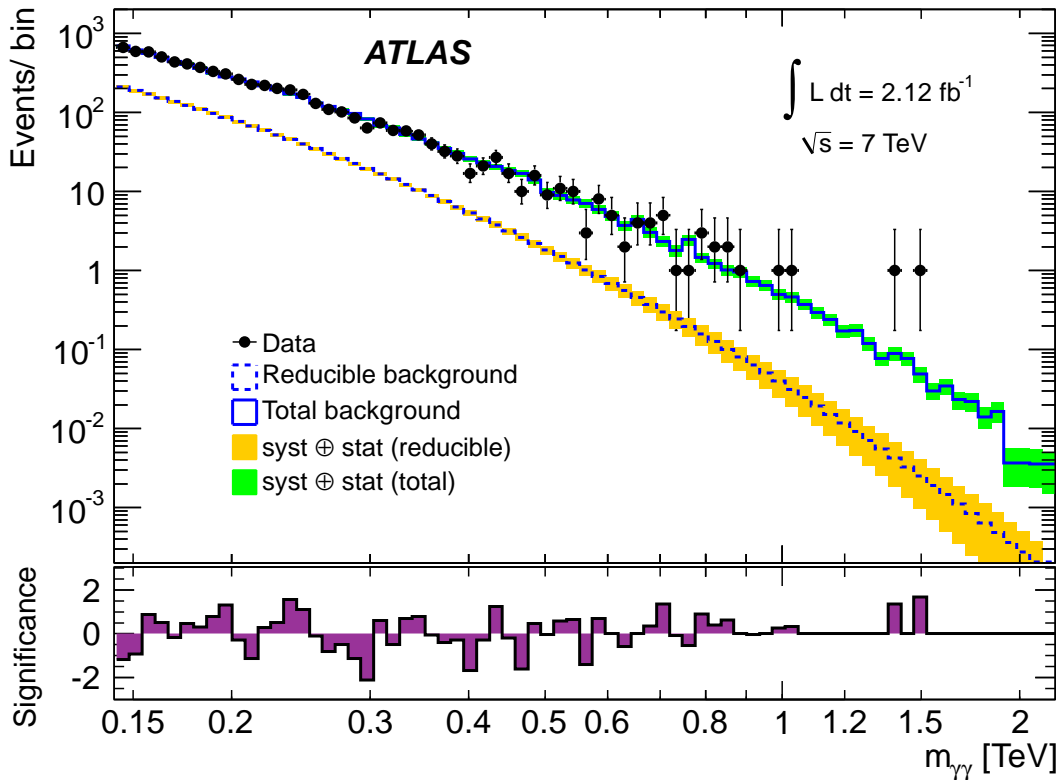


Figura 8.1 (Panel superior) Distribución observada de la masa invariante de dos fotones junto con las predicciones del Modelo Estándar y sus correspondientes incertezas. (Panel inferior) Significancia *bin-a-bin* de la diferencia entre los datos y las predicciones (ver Sección 2.1.1).

Tanto en la Figura 8.1 como en la Tabla 8.1 se evidencia un buen acuerdo entre los datos observados y las predicciones del Modelo Estándar en todo el rango de $m_{\gamma\gamma}$, con fluctuaciones locales de significancia no mayor a 2σ (LEE no incluido). El acuerdo entre los datos y el Modelo Estándar será evaluado en detalle en la siguiente

Rango de Masa [GeV]	Estimación del Fondo			Eventos Observados
	Irreducible	Reducible	Total	
[140, 400]	4738 ± 180	1935 ± 97	6674	6674
[400, 500]	90.0 ± 8.5	19.9 ± 1.8	109.9 ± 9.2	102
[500, 600]	31.1 ± 4.0	5.8 ± 0.8	37.0 ± 4.2	36
[600, 700]	13.7 ± 2.3	2.0 ± 0.4	15.7 ± 2.4	16
[700, 800]	6.2 ± 1.2	0.8 ± 0.2	6.9 ± 1.3	9
[800, 900]	3.1 ± 0.4	0.3 ± 0.1	3.4 ± 0.5	5
[900, 1000]	1.6 ± 0.2	0.14 ± 0.05	1.8 ± 0.3	1
[1000, 1100]	1.0 ± 0.2	0.07 ± 0.03	1.0 ± 0.2	1
[1100, 1200]	0.50 ± 0.09	0.03 ± 0.02	0.54 ± 0.11	0
[1200, 1300]	0.29 ± 0.07	0.02 ± 0.01	0.31 ± 0.07	0
[1300, 1400]	0.14 ± 0.04	0.010 ± 0.005	0.15 ± 0.04	1
[1400, 1500]	0.13 ± 0.04	0.005 ± 0.003	0.14 ± 0.04	1
> 1500	0.18 ± 0.09	0.009 ± 0.006	0.19 ± 0.09	0

Tabla 8.1 Número esperado de eventos para las distintas componentes del fondo y para el valor total, junto con el número observado de eventos en datos. La primera fila corresponde a la región de control donde el fondo se normalizó a los datos. Se incluyen tanto las incertezas sistemáticas como las estadísticas. La incerteza proveniente de la pureza no está incluida en las componentes reducible e irreducible del fondo, por estar la misma anti-correlacionada entre las componentes. Sin embargo, esta contribución sí está incluida en la estimación total.

Sección mediante el uso del BUMPHUNTER (2.1.3).

Para completar el estudio observacional, se muestra en las Figuras 8.2 y 8.3 una representación de la señal depositada en el detector por los dos eventos de valor de $m_{\gamma\gamma}$ más alta correspondientes a $m_{\gamma\gamma}=1.49$ TeV y $m_{\gamma\gamma}=1.38$ TeV. Se completa la información detallada de cada evento en la Tabla 8.2. Se observan en ambos casos, señales típicas de fotones, con depósitos bien contenidos en el calorímetro electromagnético y máximos pronunciados en el primer compartimento del mismo. El evento de mayor valor de $m_{\gamma\gamma}$ contiene dos fotones convertidos y sus trazas pueden apreciarse claramente en la figura correspondiente, mientras que para el otro caso, ninguno de los dos fotones ha convertido previo al calorímetro. Vale aclarar que mientras los dos fotones convertidos pasan criterios de selección de electrones denominados *medium*, ninguno de los dos satisface los criterios más exigentes denominados *tight*.

Run	186178		186934	
Número de Evento	360016		4101410	
Masa [GeV]	1376.86		1485.63	
Variable	γ_1	γ_2	γ_1	γ_2
p_T [GeV]	254.058	204.829	520.176	469.738
η	1.84747	-1.70149	-1.60468	0.341636
ϕ	2.57489	-1.24874	-0.580828	2.5773
$E_{T,ISO}^{\Delta R=0.4}$ [GeV]	-1.05333	2.87178	-0.131243	1.71671
R_{had1}	1.72668	8.41541	2.52603	0.822613
R_{had}	-0.209477	10.4598	2.14654	0.681533
$E_{7\times 7}$ [MeV]	720340	524968	858116	379268
R_η	0.960678	0.966691	0.963587	0.968228
R_ϕ	0.969485	0.968793	0.964402	0.962829
$w_{\eta 2}$	0.00996152	0.0090973	0.0096980	0.0092463
F_{side}	0.149891	0.293693	0.279156	0.179498
$w_{\eta 1}^{tot}$	1.48443	2.29297	2.20223	1.74732
$w_{\eta 1}^3$	0.551997	0.565166	0.618229	0.559356
ΔE [MeV]	55	56	100	17
E_{ratio}	0.993352	0.970778	0.993825	0.985903
Convertido	0	0	1	1

Tabla 8.2 Propiedades de los fotones de los eventos de valor de $m_{\gamma\gamma}$ más alto. γ_1 (γ_2) representa el fotón más energético (segundo más energético) del evento. Las variables aquí presentadas han sido descriptas en el Capítulo 4.

8.2 Resultados del BUMPHUNTER

Se utilizó el BUMPHUNTER (2.1.3) para escanear la distribución de $m_{\gamma\gamma}$ desde 140 hasta 2000 GeV. Los resultados del test indican que la discrepancia mayor se encuentra en la región de masa entre 1362.7 - 1525.3 GeV, con un valor observado del test estadístico de 3.76 (ver Sección 2.1.3). En la Figura 8.4 se muestra el resultado observado junto con la correspondiente distribución del test estadístico para 10^3 pseudo-experimentos. También se incluye en la misma figura, una tomografía del resultado del test para cada uno de los pseudo-experimentos, donde el ancho de cada línea indica el intervalo de $m_{\gamma\gamma}$ representando a cada resultado. El valor- p de la hipótesis nula (Modelo Estándar) es de 0.28 ± 0.014 que se corresponde con una significancia menor a 0.5. Consecuentemente, no se observan desviaciones significantes entre los datos experimentales y las predicciones del Modelo Estándar dentro de la estadística incluida en este análisis ($\mathcal{L}_{int} = 2.12 \text{ fb}^{-1}$).

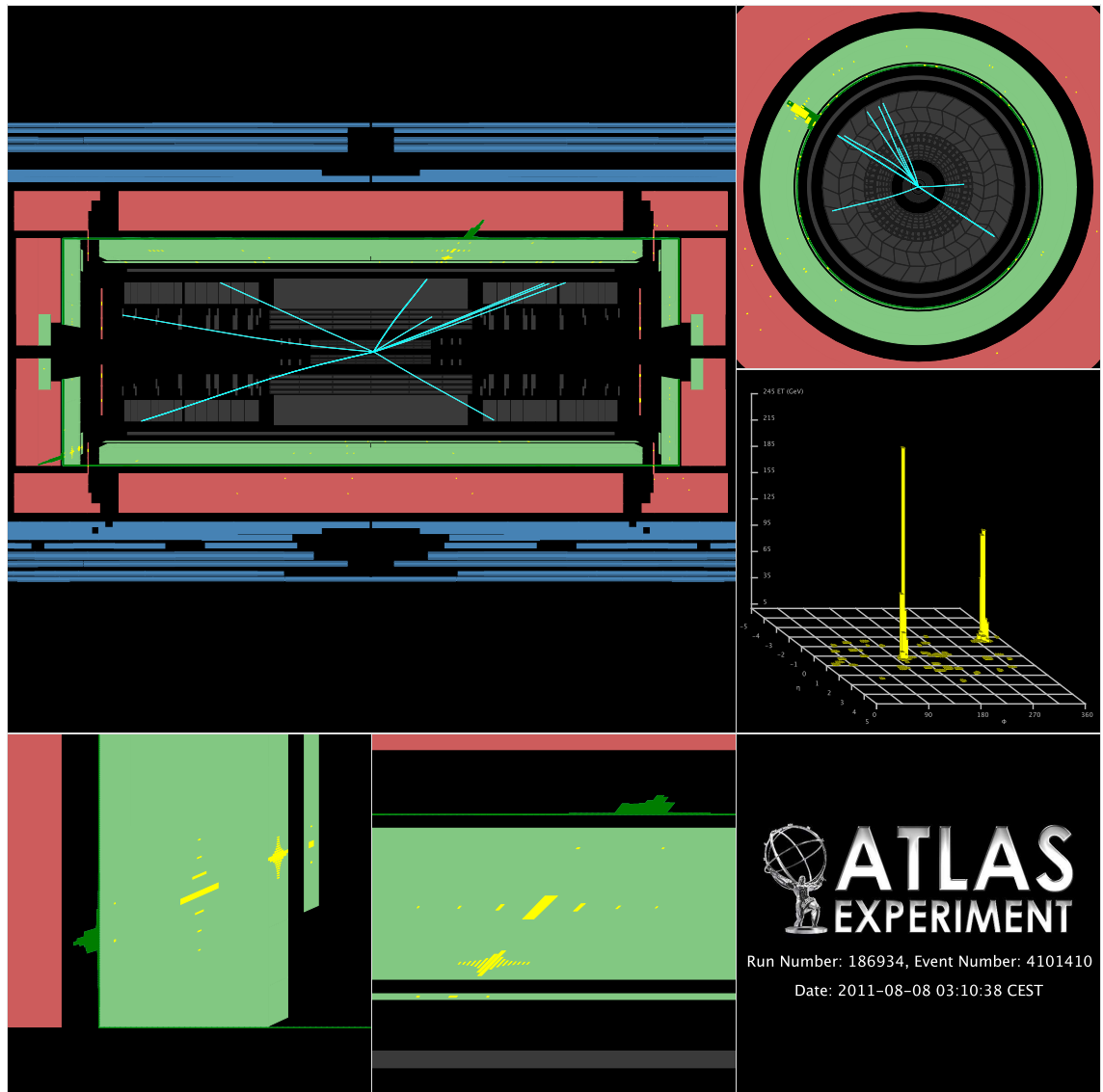


Figura 8.2 Representación del evento de valor de $m_{\gamma\gamma}$ más alto ($m_{\gamma\gamma} = 1.49$ TeV). Para los detalles, ver la Tabla 8.2.

8.3 Límites de Exclusión

En las secciones anteriores se mostró un riguroso estudio de la distribución de masa invariante de dos fotones en el estado final en la región $m_{\gamma\gamma} > 140$ GeV, donde el acuerdo entre los datos experimentales y las predicciones del Modelo Estándar quedó establecido dentro de la estadística de datos analizada. Haciendo uso de los conceptos descritos en la Sección 2.2.1 se procede en lo que sigue con la determinación de límites superiores en la producción de los modelos de dimensiones extras resonante (RS) y no resonante (ADD).

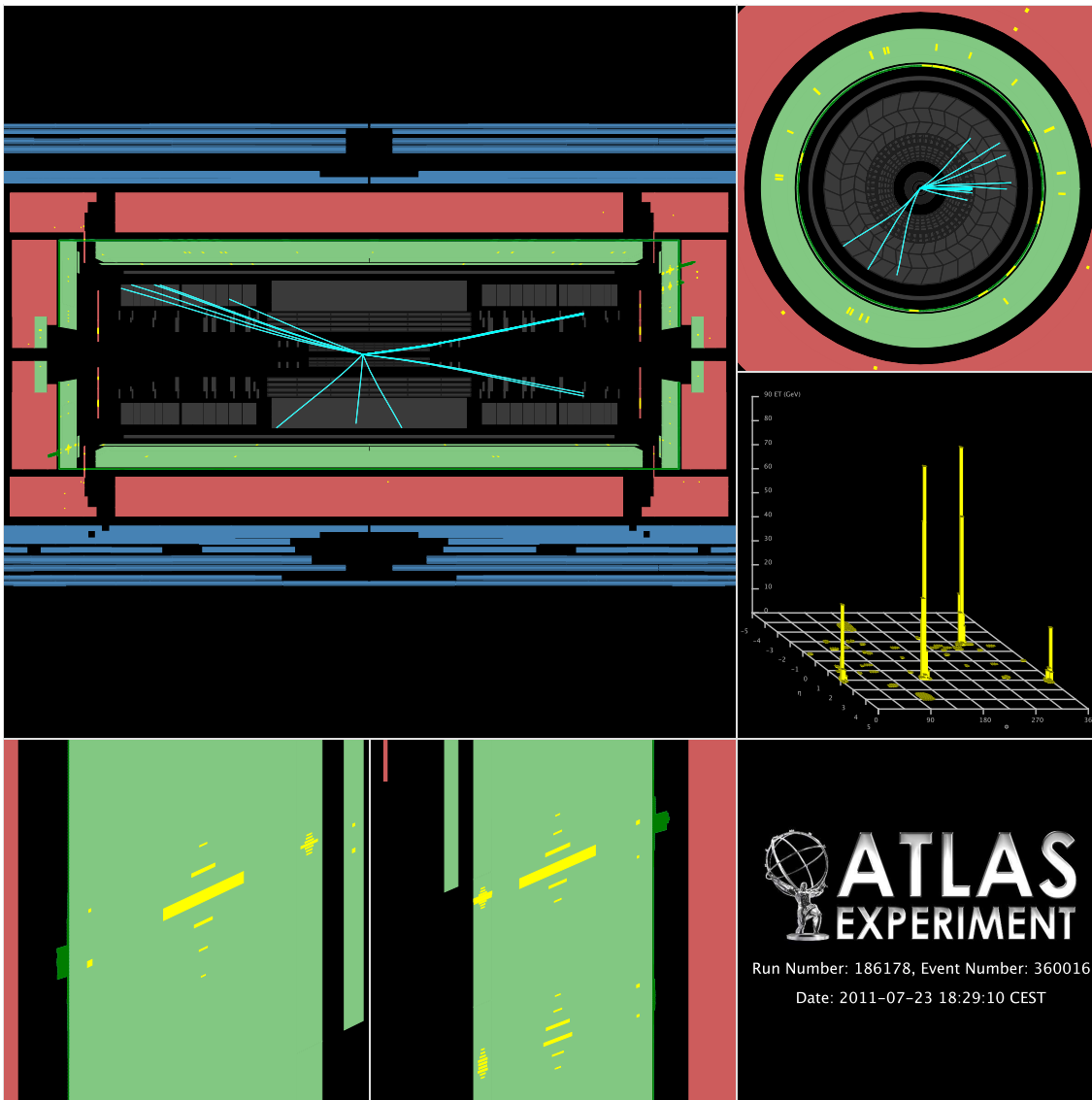


Figura 8.3 Representación del evento de segundo valor de $m_{\gamma\gamma}$ más alto ($m_{\gamma\gamma} = 1.38$ TeV). Para los detalles, ver la Tabla 8.2.

8.3.1 Límites en el Modelo RS

La extracción de los límites de exclusión para el modelo RS se realizó utilizando la distribución en *bines* de masa invariante como variable discriminadora. De esta manera, la función *likelihood* queda definida como el producto de las probabilidades de Poisson sobre todos los *bines* de masa en la región de búsqueda. La probabilidad de Poisson en cada *bin* es evaluada para el número de eventos observados y con un valor esperado de eventos determinado según las predicciones correspondientes de señal y fondo. Representando el número de eventos esperados en el *bin* k como la media de Poisson ν_k , la función *likelihood* se define como:

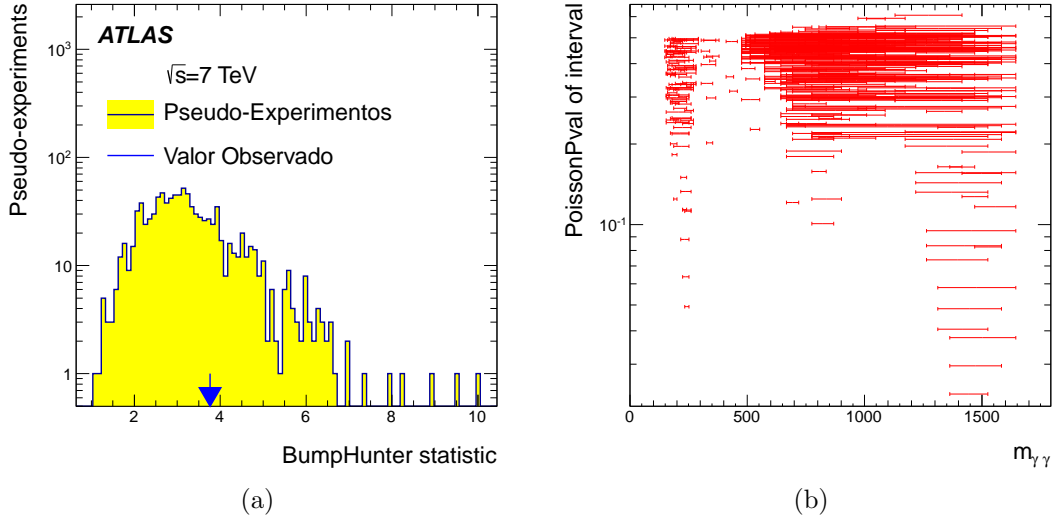


Figura 8.4 Resultados del BUMPHUNTER en el escaneo de la región de $m_{\gamma\gamma}$ entre 140 y 2000 GeV: (a) Distribución del test estadístico obtenida de 10^3 pseudo-experimentos con el valor observado superpuesto (flecha azul). (b) Tomografía del resultado del test para cada uno de los pseudo-experimentos, donde en la dirección horizontal se representa el intervalo de $m_{\gamma\gamma}$ correspondiente a cada resultado.

$$\mathcal{L}(\text{data}|\vec{\lambda}, \vec{\theta}) = \prod_{k=1}^{N_{bin}} \frac{\nu_k^{n_k} e^{-\nu_k}}{n_k!}, \text{ donde } \nu_k = \sum_j \sum_i \lambda_j M_{jk} (1 + \theta_i \Delta_{jik}) \quad (8.1)$$

El índice j corre sobre todos los modelos presentes, en este caso $j = 1$ corresponde a la señal (gravitón RS con m_G y k/\overline{M}_{Pl} fijos), mientras que $j = 2$ corresponde al fondo del Modelo Estándar. Sus distribuciones de masa invariante correspondientes, normalizadas a área unidad se representan mediante M_{jk} . El índice i corre sobre los distintos sistemáticos y las variaciones *bin-a-bin* (Δ_{ji}) que afectan las distribuciones de señal y fondo están controladas por los parámetros *nuisance* θ_i . La normalización de cada modelo j está dada por el parámetro λ_j . Para el caso del fondo, λ_2 se fija a partir del uso de la región de control, mientras que $\lambda_1 = \mathcal{L}_{int} \times \sigma B \times \epsilon_{id,A}$, donde \mathcal{L}_{int} es la luminosidad integrada correspondiente a los datos utilizados ($\mathcal{L}_{int} = 2.12 \text{ fb}^{-1}$), $\epsilon_{id,A}$ es la eficiencia de selección de la señal incluyendo la aceptación, y σB es la sección eficaz de producción de gravitones RS y posterior decaimiento en el o los canales considerados.

Las pdf *a priori* para cada parámetro *nuisance* θ_i se definen como una *Gaussiana* de ancho unidad $G(\theta_i, 0, 1)$, tal que

$$P(\vec{\theta}) = \prod_{i=1}^{N_{sys}} G(\theta_i, 0, 1) \quad (8.2)$$

La función *likelihood* se reduce a un solo parámetro de interés, σB , por medio de la marginalización, es decir, la integración sobre todos los parámetros que carecen de interés físico ($\vec{\theta}$).

$$\mathcal{L}'(data|\sigma B) = \int \mathcal{L}(\sigma B, \theta_1, \dots, \theta_N) P(\theta_1) \dots P(\theta_N) d\theta_1 \dots d\theta_N \quad (8.3)$$

La función *likelihood* reducida se convierte en una densidad de probabilidad posterior para el parámetro σB utilizando el teorema de Bayes, donde la distribución *a-priori* para σB se considera uniforme *i.e.* $\pi(\sigma B) = 1$. El máximo de densidad de probabilidad posterior $P(\sigma B|data)$ representa el contenido de señal más probable en el conjunto de datos. Finalmente, el límite superior bayesiano a 95% de nivel de confianza $(\sigma B)_{95}$ se obtiene integrando la densidad de probabilidad posterior de la siguiente manera:

$$P(\sigma B|data) = 0.95 = \frac{\int_0^{(\sigma B)_{95}} \mathcal{L}'(data|\sigma B) \pi(\sigma B) d(\sigma B)}{\int_0^\infty \mathcal{L}'(data|\sigma B) \pi(\sigma B) d(\sigma B)}. \quad (8.4)$$

8.3.1.1 Canal RS $G \rightarrow \gamma\gamma$

Se muestra nuevamente en la Figura 8.5 la distribución de $m_{\gamma\gamma}$ observada junto con las predicciones del fondo y sus incertezas, pero aquí además, se muestran superpuestas señales de gravitones de distinta masa y $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$.

Para el canal de decaimiento en dos fotones, estudiado en detalle en esta Tesis, la región de control $m_{\gamma\gamma} \in [140,400]$ GeV fue excluida de la función *likelihood* para evitar el sesgo introducido sobre el parámetro σB , ya que al haber sido esta región utilizada para la normalización del fondo, el parámetro σB fue forzado a tomar el valor nulo dentro de la misma.

Las distribuciones de $m_{\gamma\gamma}$ de área unidad para señal y fondo, M_{1k} y M_{2k} respectivamente, se obtuvieron de la parametrización descrita en la Sección 5.3 para el primer caso, y de la Figura 8.5 para el segundo. Conforman los parámetros *nuisance* para este canal: el sistemático en la eficiencia de selección de la señal, θ_ϵ , el sistemático en la medida de la luminosidad integrada, $\theta_\mathcal{L}$, y el sistemático en el fondo, θ_{bkg} . Los dos primeros afectan sólo a la contribución de la señal y son constantes como función de $m_{\gamma\gamma}$, más precisamente, $\Delta_{1\epsilon} = 0.05$ y $\Delta_{1\mathcal{L}} = 0.037$ mientras que $\Delta_{2\epsilon} = \Delta_{2\mathcal{L}} = 0$. Para el caso del sistemático en el fondo, las variaciones Δ_{2bkg} siguen la parametrización mostrada en la Figura 7.14 y para la señal se tiene trivialmente que $\Delta_{1bkg} = 0$. Vale destacar que las incertezas en la sección eficaz de producción detalladas en la Sección 7.2 no fueron incluidas en el *likelihood*, sino que las mismas serán incluidas en los valores esperados de σB en el espacio de fase de los parámetros m_G y k/\overline{M}_{Pl} . Esta estrategia tiene entre sus beneficios el hecho que en caso de actualizarse las predicciones teóricas, tanto en valor como en precisión, los resultados puedan ser actualizados en forma rápida, sin la necesidad de repetir

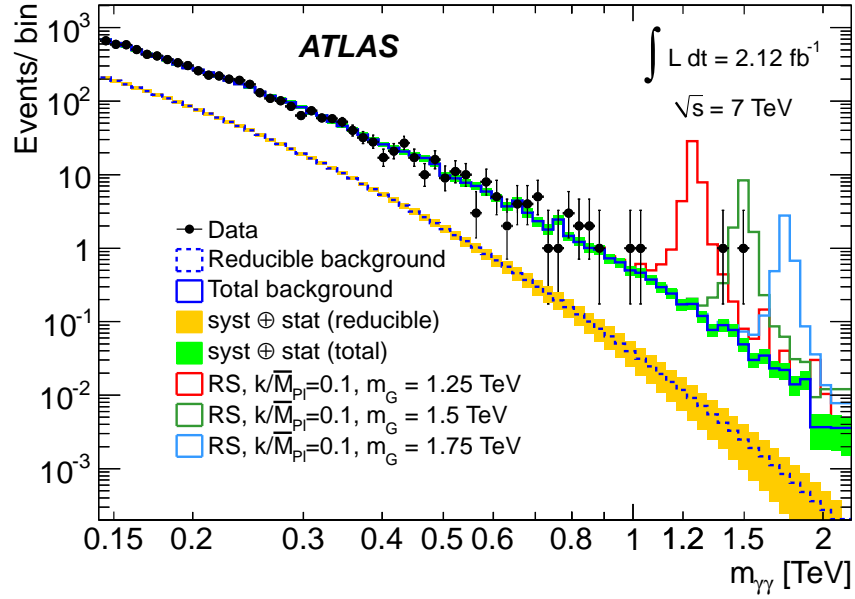


Figura 8.5 Distribución observada de la masa invariante de dos fotones junto con las predicciones del Modelo Estándar y sus correspondientes incertezas. Superpuesta se muestran señales simuladas de gravitones RS de $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$ y distintos valores de masa.

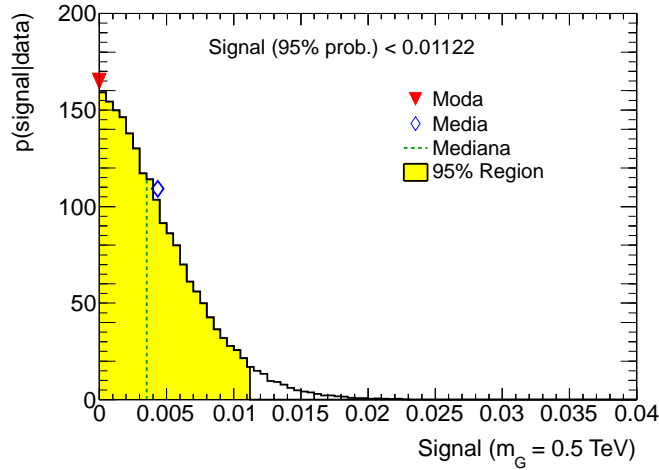
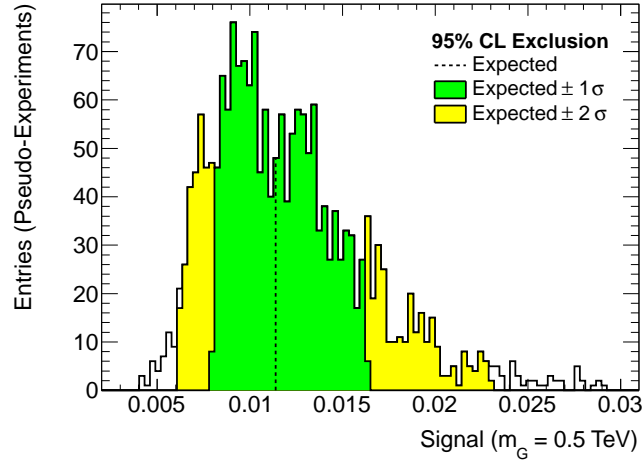


Figura 8.6 Densidad de probabilidad *a posteriori* observada para el parámetro σB correspondiente a un gravitón RS con $m_G=0.5$ TeV y $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$ en su decaimiento a dos fotones. La zona sombreada representa el intervalo de confianza a 95% CL del parámetro y su límite superior queda determinado por el máximo valor de esta región.

la parte computacionalmente más exigente de este análisis.

Siguiendo la expresión 8.4, se calcularon las pdf *a posteriori* para el modelo de gravitones RS como función de la masa de la resonancia. Se muestra a modo representativo en la Figura 8.6 el resultado para el caso particular $m_G=500$ GeV y $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$, donde se identifican la moda, la media, la mediana y el intervalo de confianza a 95% para el valor de σB . El valor más alto de este intervalo representa el límite superior a 95% CL sobre el parámetro σB .

Figura 8.7 Distribución esperada del límite superior de σB obtenida a partir de pseudo-experimentos en torno a la hipótesis del Modelo Estándar. Los resultados corresponden a un gravitón RS con $m_G=0.5$ TeV y $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$. Se distinguen el valor esperado (media) y las desviaciones en $\pm 1\sigma$ (68%) y $\pm 2\sigma$ (95%).



El resultado de la observación fue también comparado con los valores esperados según las predicciones del Modelo Estándar. Mediante el uso de pseudo-experimentos, se repitió el proceso anterior donde los datos observados fueron reemplazados por los pseudo-datos generados a partir de las predicciones del fondo. De la distribución obtenida para el límite superior, se identificó el límite esperado (media de la distribución) junto con las correspondientes desviaciones en $\pm 1\sigma$ (68%) y $\pm 2\sigma$ (95%). La distribución del límite superior para un gravitón RS de $m_G=500$ GeV y $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$ se muestra en la Figura 8.7 en la que se destacan tanto el valor central como las desviaciones.

El límite superior de σB como función de m_G se muestra en la Figura 8.8, junto con las predicciones teóricas NLO de σB (Sección 5.4) para distintos valores de k/\overline{M}_{Pl} . La intersección de estas curvas con la curva del límite de σB representa el correspondiente límite en el valor de m_G para un dado valor de k/\overline{M}_{Pl} . Se tomaron valores de m_G desde 450 GeV hasta 2.25 TeV separados cada 25 GeV. El límite entre dos puntos distintos de m_G se obtuvo vía una interpolación lineal.

Nótese que los límites en σB se obtuvieron con las distribuciones de señal ($M_{1k}(m_G, k/\overline{M}_{Pl})$) obtenidas a partir de un $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$ fijo, y los mismos resultados se utilizaron para obtener los límites en m_G para los restantes valores de k/\overline{M}_{Pl} . No obstante, dentro del rango de k/\overline{M}_{Pl} considerado en este estudio ($0.01 < k/\overline{M}_{Pl} < 0.1$), el valor utilizado es aquel para el cual el ancho de la resonancia es el mayor para un dado valor de m_G , por lo que los resultados obtenidos para valores de $k/\overline{M}_{Pl} < 0.1$ son cuanto mucho conservativos. Mediante simulaciones se comprobó que el impacto en el resultado final obtenido para el caso extremo $k/\overline{M}_{Pl}=0.01$ al fijar la distribución de la señal al valor $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$ es menor al 2% para valores de $m_G \sim 0.5$ TeV y menor al 1% para valores de $m_G > 1$ TeV.

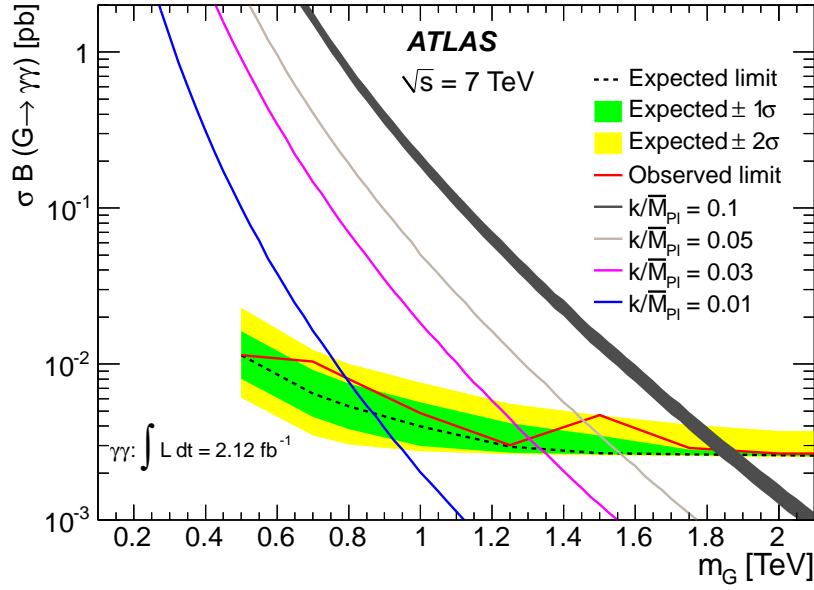


Figura 8.8 Límite superior observado y esperado en σB a 95% CL para el canal de decaimiento $G \rightarrow \gamma\gamma$ como función de m_G . Las predicciones teóricas de σB se muestran para varios valores de k/\overline{M}_{Pl} . Para el caso de $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$ también se muestran las incertezas provenientes de la teoría, representadas por la región sombreada.

8.3.1.2 Canal RS $G \rightarrow \gamma\gamma + e^+e^- + \mu^+\mu^-$

Tal como se detalla en la Sección 1.2.2.1, el decaimiento de un gravitón RS en un par de leptones cargados es también un posible canal de búsqueda, con una tasa de decaimiento por canal equivalente a la mitad de aquella correspondiente al canal $\gamma\gamma$. Dentro de la colaboración ATLAS, los procesos con dos electrones y dos muones en el estado final y su combinación, han sido estudiados en detalle y los resultados publicados en [82]. Este estudio utiliza un subconjunto de los datos utilizados para esta Tesis, correspondientes a una luminosidad integrada cercana a $1fb^{-1}$ por canal y no presenta desviaciones significativas en la observación respecto de las predicciones. Haciendo uso de esta información en combinación con el canal a dos fotones es posible ampliar el espacio de fase de búsqueda respecto del canal individual a dos fotones, permitiendo explorar regiones de m_G más altas para un dado valor de k/\overline{M}_{Pl} .

Se procedió entonces a la determinación de límites de exclusión en el canal de decaimiento combinado $\gamma\gamma + e^+e^- + \mu^+\mu^-$. El tratamiento es análogo al presentado en la Sección 8.3.1, siendo la función *likelihood* en este caso definida como:

$$\mathcal{L}(data|\sigma B) = \mathcal{L}_{\gamma\gamma}(data|\frac{1}{2}\sigma B) \times \mathcal{L}_{ee}(data|\frac{1}{4}\sigma B) \times \mathcal{L}_{\mu\mu}(data|\frac{1}{4}\sigma B) \quad (8.5)$$

donde los factores $1/2$ y $1/4$ contemplan las correspondientes tasas de decaimiento relativas entre canales. Las funciones *likelihood* asociadas a cada canal siguen la forma de 8.1 donde, para los canales a leptones cargados, tanto la predicción como la observación de las distribuciones de masa invariante para señal y fondo se obtuvieron de [82].

Los parámetros *nuisance* asociados con los canales leptónicos incluyen las incertezas sistemáticas en la eficiencia de selección de señal y en el modelado del fondo del Modelo Estándar. Vale notar que el sistemático asociado a la medida de la luminosidad integrada no está presente en estos canales, ya que la señal fue normalizada según el valor conocido de la sección eficaz de producción del bosón Z y posterior decaimiento en l^+l^- . En su defecto, el parámetro *nuisance* asociado al sistemático en la medida de $\sigma B(Z \rightarrow l^+l^-)$ afecta a \mathcal{L}_{ee} y $\mathcal{L}_{\mu\mu}$. De todos los sistemáticos relevantes, sólo aquellos provenientes de las PDF y las escalas se consideraron correlacionados¹ entre los distintos canales de decaimiento. Este sistemático afecta a las componentes del fondo irreducible del Modelo Estándar correspondientes a los procesos de dos fotones en el estado final para el canal $\gamma\gamma$, y al proceso de Drell-Yan ($DY \rightarrow l^+l^-$) para los canales leptónicos. Por otro lado, si bien el sistemático proveniente del fondo reducible de *di-jets* podría considerarse correlacionado entre los canales e^+e^- y $\gamma\gamma$, el mismo mostró tener un impacto despreciable en los canales leptónicos y por ello no fue incluido para estos últimos.

En analogía con el canal $\gamma\gamma$, las pdf *a posteriori* se obtuvieron a partir de señales con $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$ fijo y como función de m_G siguiendo la Ecuación 8.4. El límite de σB a 95% CL, donde σB representa el valor de la sección eficaz de producción y siguiente decaimiento en $\gamma\gamma$, e^+e^- o $\mu^+\mu^-$, como función de m_G se muestra en la Figura 8.9. Se incluyen también las predicciones teóricas de σB para distintos valores de k/\overline{M}_{Pl} , donde el mismo valor del *k-factor* (1.75, ver Sección 5.4) fue utilizado para cada uno de los canales de decaimiento.

8.3.1.3 Discusión

Los límites de exclusión del modelo RS se resumen en la Tabla 8.3. Se distinguen los resultados para el canal de decaimiento $\gamma\gamma$ y la combinación del mismo con los canales e^+e^- y $\mu^+\mu^-$. Los límites se expresan en términos de la masa de la resonancia m_G para distintos valores de k/\overline{M}_{Pl} y se presentan los resultados con y sin la inclusión del *k-factor* (Sección 5.4). El canal a dos fotones con una luminosidad integrada de 2.12 fb^{-1} permite excluir gravitones RS por debajo de 0.79 (1.85) TeV para $k/\overline{M}_{Pl}=0.01$ (0.1) si se incluye el *k-factor*, mientras que los resultados disminuyen a 0.78 (1.8) TeV si no se tienen en cuenta las correcciones a NLO.

¹En el presente tratamiento, un sistemático correlacionado entre canales se representa mediante un único parámetro *nuisance* θ_c , tal que el mismo controle las variaciones *bin-a-bin* Δ_{j_i} independientes asociadas a cada canal.

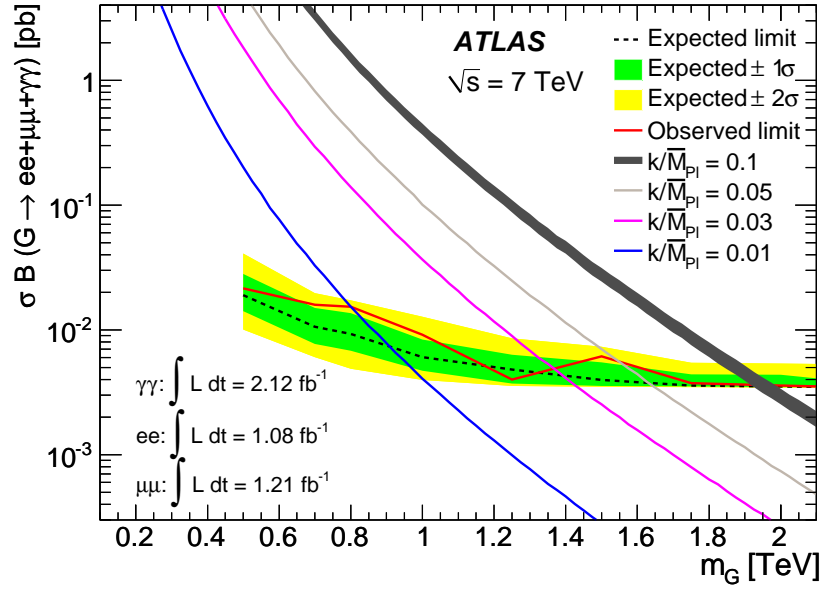


Figura 8.9 Límite superior observado y esperado en σB a 95% CL para el canal de decaimiento combinado $G \rightarrow \gamma\gamma + e^+e^- + \mu^+\mu^-$ como función de m_G . Las predicciones teóricas de σB se muestran para varios valores de k/\overline{M}_{Pl} . Para el caso de $k/\overline{M}_{Pl}=0.1$ también se muestran las incertezas provenientes de la teoría, representadas por la región sombreada.

Agregando la información proveniente de los canales e^+e^- y $\mu^+\mu^-$, con luminosidades integradas correspondientes a 1.08 y 1.21 fb^{-1} respectivamente, es posible extender los límites a 0.8 (1.95) TeV para $k/\overline{M}_{Pl}=0.01$ (0.1) en el caso que se incluya el k -factor, y a 0.76 (1.90) TeV en el caso que no se incluya el mismo.

Los límites de exclusión más estrictos del modelo resonante de Randall-Sundrum al día de la publicación de este trabajo, se presentan en forma gráfica en la Figura 8.10 en el plano k/\overline{M}_{Pl} vs m_G . Se observan los resultados provenientes de este trabajo publicado por la Colaboración ATLAS [108] y una comparación con los resultados recientes presentados por la Colaboración CMS [109], así como aquellos previos provenientes de los experimentos D0 [11] y CDF [12] de Tevatron. Los límites obtenidos en los experimentos del LHC superan ampliamente los de Tevatron, mientras que ATLAS y CMS arrojan resultados muy similares en el canal $\gamma\gamma$. Mediante la combinación con los canales leptónicos e^+e^- y $\mu^+\mu^-$, se obtuvieron en ATLAS los resultados más estrictos en el modelo de RS, superando todos los resultados previos al momento de la realización de este trabajo.

Valor del k -factor	Canal(es) Usados	Límite en m_G Observado (Esperado) [TeV]			
		Valor de k/\overline{M}_{Pl}			
		0.01	0.03	0.05	0.1
1	$G \rightarrow \gamma\gamma$	0.78 (0.82)	1.26 (1.27)	1.38 (1.49)	1.80 (1.81)
	$G \rightarrow \gamma\gamma/e^+e^-/\mu^+\mu^-$	0.76 (0.85)	1.32 (1.31)	1.47 (1.55)	1.90 (1.90)
1.75	$G \rightarrow \gamma\gamma$	0.79 (0.87)	1.30 (1.33)	1.43 (1.56)	1.85 (1.86)
	$G \rightarrow \gamma\gamma/e^+e^-/\mu^+\mu^-$	0.80 (0.90)	1.37 (1.38)	1.55 (1.62)	1.95 (1.96)

Tabla 8.3 Límites inferiores en la masa de la resonancia RS más liviana a 95% CL para distintos valores de k/\overline{M}_{Pl} . Los resultados se muestran para el canal a dos fotones y para la combinación del mismo con los canales leptónicos (e^+e^- y $\mu^+\mu^-$). Se incluyen los resultados para secciones eficaces predichas a NLO, y también para las predicciones LO (k -factor=1).

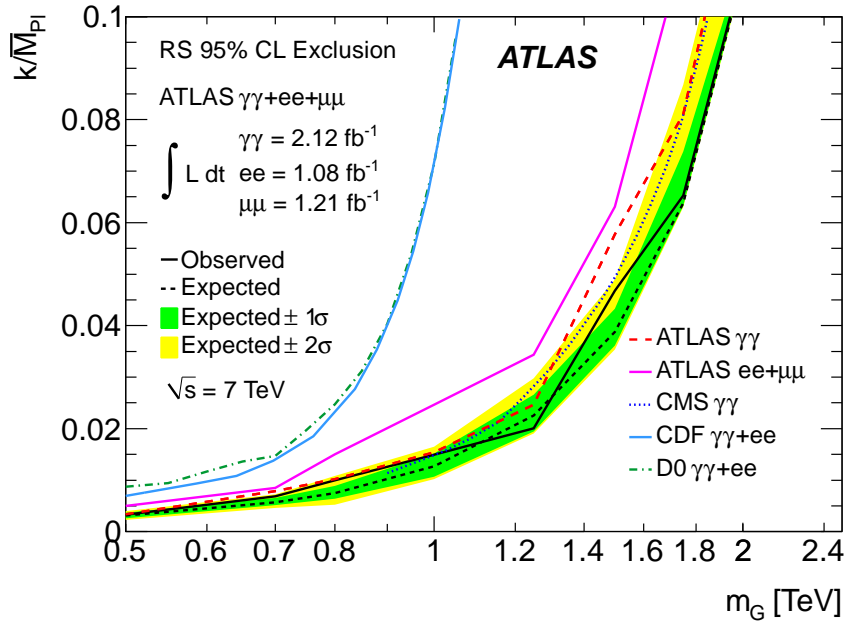


Figura 8.10 Límites de exclusión a 95% CL para el modelo RS en el plano k/\overline{M}_{Pl} vs m_G . Se presentan los resultados de ATLAS en el canal combinado $\gamma\gamma+e^+e^-+\mu^+\mu^-$ y separadamente para el canal $\gamma\gamma$ y el canal $e^+e^-+\mu^+\mu^-$ [82]. Se incluyen además los resultados más estrictos de los experimentos D0 [11] y CDF [12] de Tevatron, y los correspondientes al experimento CMS [109] del LHC.

8.3.2 Límites en el Modelo ADD

Para la obtención de los límites de exclusión en el modelo ADD se utilizan las mismas herramientas que para el modelo RS, pero debido a la disposición no resonante de la señal en la distribución de masa invariante, el tratamiento difiere considerablemente. El espectro observado de masa invariante de dos fotones en el estado final, junto con las predicciones del Modelo Estándar se muestra nuevamente en la Figura 8.11, esta vez con señales del modelo ADD de distintos valores de M_S superpuestas. Se observa la manifestación clara de las señales como un exceso continuo de eventos en la región de $m_{\gamma\gamma}$ más alta.

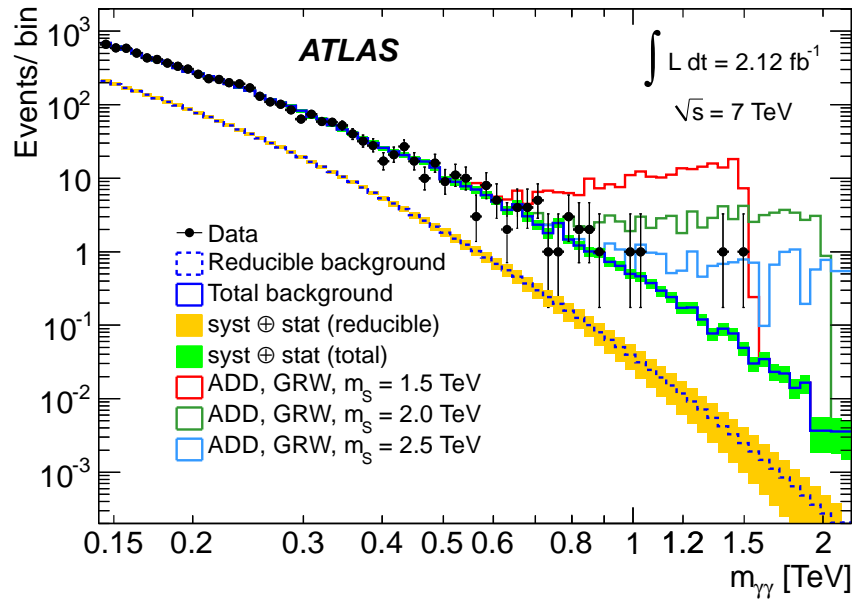


Figura 8.11 Distribución observada de la masa invariante de dos fotones junto con las predicciones del Modelo Estándar y sus correspondientes incertezas. Superpuesto se muestran los efectos del intercambio virtual de gravitones ADD bajo el formalismo GRW para distintos valores de M_S .

El tratamiento se reduce en este caso a un conteo de eventos en una región de la distribución de $m_{\gamma\gamma}$ definida por un umbral $m_{\gamma\gamma} > m_{cut}$ elegido previamente como aquel que maximiza la sensibilidad sobre los parámetros del modelo para un valor dado de luminosidad integrada. Mediante la comparación entre el número de eventos esperados en esta región según el Modelo Estándar y el número observado de eventos, se calculan límites a 95% CL sobre \mathcal{S} , definido como la sección eficaz debida a nueva física, multiplicada por la aceptación y la eficiencia, o análogamente:

$$\mathcal{S} = (\sigma_{tot} - \sigma_{SM}) \times \mathcal{A} \times \epsilon_{id} \quad (8.6)$$

donde σ_{tot} es la sección eficaz total de producción de dos fotones en el estado final que incluye tanto el Modelo Estándar como las contribuciones provenientes de los efectos de gravedad y su interferencia. σ_{SM} es la contribución individual del Modelo Estándar, \mathcal{A} es la aceptación, y ϵ_{id} es la eficiencia.

El *likelihood* está explícitamente dado por:

$$\mathcal{L}(data|\mathcal{S}) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \quad (8.7)$$

con

$$\mu = [(\mathcal{L}_{int} \times \mathcal{S}) \times (1 + \theta_{\mathcal{L}} \Delta_{\mathcal{L}})] + [b \times (1 + \theta_{bkg} \Delta_{bkg})] \quad (8.8)$$

donde $\Delta_{\mathcal{L}}$ es la incerteza en la luminosidad integrada, Δ_{bkg} es la incerteza en el número de eventos esperados del fondo del Modelo Estándar, y los parámetros *nuisance* $\theta_{\mathcal{L}}$ y θ_{bkg} tienen asociadas pdf *a priori*, dadas por:

$$P(\vec{\theta}) = G(\theta_{\mathcal{L}}, 0, 1) \times G(\theta_{bkg}, 0, 1) \quad (8.9)$$

Para el parámetro \mathcal{S} se toma nuevamente una pdf *a priori* uniforme $\pi(\mathcal{S}) = 1$. Siguiendo la expresión 2.11 e integrando sobre los parámetros *nuisance* se obtiene el límite a 95% CL sobre \mathcal{S} .

El límite superior en \mathcal{S} se traslada luego a un límite en el parámetro η_G del modelo ADD usando la expresión 1.11:

$$\sigma'_{tot} = \sigma'_{SM} + A \eta_G \sigma'_{int} + B \eta_G^2 \sigma'_{ED}. \quad (8.10)$$

donde las secciones eficaces primadas implican que las mismas contienen la aceptación y la eficiencia. Vale notar que la dependencia de la eficiencia y la aceptación con el parámetro η_G se ha despreciado. Esta aproximación está justificada por el hecho que, tal como se muestra en las Tablas 5.6 y 5.4, la eficiencia varía dentro del rango 68-74% con un sistemático de $\sim 5\%$, mientras que las variaciones en la aceptación son del orden del 10% para $M_S > 2.5$ TeV con una incerteza proveniente de las PDF del mismo orden (Sección 7.2).

Finalmente el límite puede ser trasladado a un límite en M_S , usando la definición $\eta_G = \mathcal{F}/M_S^4$ y las expresiones para \mathcal{F} provenientes de cada uno de los formalismos (Ecuaciones 1.8, 1.9 y 1.10).

8.3.2.1 Optimización de m_{cut}

Siguiendo el procedimiento detallado arriba, se obtuvieron los límites esperados sobre el parámetro η_G en distintas regiones de $m_{\gamma\gamma}$ para cada uno de los tres formalismos considerados, GRW, Hewett y HLZ. El valor de m_{cut} fue incrementado desde 0.5 TeV hasta 1.2 TeV con pasos de 0.1 TeV, y para cada región de señal, definida como $m_{\gamma\gamma} > m_{cut}$, se obtuvieron los resultados esperados utilizando pseudo-

experimentos en torno a las predicciones del Modelo Estándar. Los resultados para el valor central se muestran en la Tabla 8.4. Puede observarse que a medida que m_{cut} aumenta, también lo hace la sensibilidad sobre los parámetros del modelo hasta que m_{cut} alcanza 1.2 TeV, valor para el cual la sensibilidad disminuye respecto del paso anterior. A partir de esto, se determinó $m_{cut} = 1.1$ TeV como el valor de corte que maximiza la sensibilidad sobre los parámetros del modelo para la luminosidad integrada disponible.

m_{cut} [TeV]		GRW	Hewett		HLZ				
			Pos.	Neg.	$d = 3$	$d = 4$	$d = 5$	$d = 6$	$d = 7$
0.5	η_G	0.024	0.024	-0.049			0.024		
	M_s	2.525	2.256	1.901	3.003	2.525	2.282	2.123	2.008
0.6	η_G	0.017	0.017	-0.038			0.017		
	M_s	2.757	2.463	2.018	3.279	2.757	2.491	2.318	2.193
0.7	η_G	0.014	0.014	-0.033			0.014		
	M_s	2.905	2.595	2.101	3.455	2.905	2.625	2.443	2.310
0.8	η_G	0.012	0.012	-0.028			0.012		
	M_s	3.010	2.688	2.180	3.579	3.010	2.720	2.531	2.394
0.9	η_G	0.012	0.012	-0.026			0.012		
	M_s	3.043	2.718	2.229	3.619	3.043	2.750	2.559	2.410
1.0	η_G	0.011	0.011	-0.024			0.011		
	M_s	3.068	2.741	2.279	3.649	3.068	2.772	2.580	2.440
1.1	η_G	0.011	0.011	-0.022			0.011		
	M_s	3.083	2.754	2.313	3.666	3.083	2.785	2.592	2.451
1.2	η_G	0.012	0.012	-0.022			0.012		
	M_s	3.032	2.709	2.314	3.606	3.032	2.740	2.550	2.412

Tabla 8.4 Límites esperados a 95% CL sobre los parámetros η_G y M_s para distintos valores de m_{cut} .

8.3.2.2 Resultados & Discusión

Habiendo determinado el valor óptimo de la región de búsqueda, se calcularon los correspondientes límites observados a 95% CL sobre \mathcal{S} . Se observan 2 eventos para $m_{\gamma\gamma} > 1.1$ TeV con un número esperado de eventos de 1.33 ± 0.26 . Los valores de entrada para el *likelihood*, definido en la Ecuación 8.7, se resumen en la Tabla 8.5, mientras que los correspondientes resultados de la marginalización se presentan en la Tabla 8.6. El límite observado (esperado) sobre \mathcal{S} es 2.49 (1.93) *fb*.

Parámetro	Valor	Incerteza Relativa
\mathcal{L} : Luminosidad integrada	$2.12 fb^{-1}$	3.7%
n : Número de eventos observados	2	
b : Número de eventos predichos	1.33	20%

Tabla 8.5 Valores de entrada para el cálculo de los límites sobre \mathcal{S} provenientes de la región de búsqueda definida como $m_{\gamma\gamma} > 1.1$ TeV.

Parámetro	Límite Esperado [fb]					Límite Observado [fb]
	-2σ	-1σ	Central	$+1\sigma$	$+2\sigma$	
\mathcal{S}	1.44125	1.45087	1.9355	3.10084	3.77484	2.49097

Tabla 8.6 Límite esperado y observado a 95% CL sobre el valor de \mathcal{S} . Los valores de entrada para la obtención de los mismos se muestran en la Tabla 8.5.

Siguiendo la expresión 8.10, se trasladó el valor del límite sobre \mathcal{S} a un límite sobre η_G . La Figura 8.12 muestra el valor de $\sigma'_{tot} - \sigma'_{SM}$ como función de η_G . Las incertezas asociadas a cada punto incluyen los sistemáticos provenientes de la eficiencia y las PDF. Mediante un ajuste parabólico se obtuvo el valor preciso del límite en η_G , tomado como el valor para el cual $\sigma'_{tot} - \sigma'_{SM}$ alcanza al correspondiente límite en \mathcal{S} .

Finalmente, el límite en η_G se trasladó a un límite en M_S y los resultados se presentan en la Tabla 8.7. Los valores mostrados en la Figura 8.12 incluyen las correcciones a NLO en el valor de la sección eficaz, mediante el uso de un k -factor de 1.7 ± 0.1 . A su vez, la Tabla 8.7, a modo de referencia, completa los resultados para el caso de k -factor igual a 1.

Valor k -factor	GRW	Hewett		HLZ				
		Pos	Neg	$d = 3$	$d = 4$	$d = 5$	$d = 6$	$d = 7$
1	2.73	2.44	2.16	3.25	2.73	2.47	2.30	2.17
1.70	2.97	2.66	2.27	3.53	2.97	2.69	2.50	2.36

Tabla 8.7 Límites a 95% CL sobre M_S [TeV] para los distintos formalismos del modelo ADD, con y sin el uso del k -factor.

Los resultados obtenidos para este modelo superan ampliamente aquellos provenientes de colisionadores previos, léase HERA [13, 14], LEP [15] y Tevatron [9, 10], y se asemejan a los más recientes obtenidos por la Colaboración CMS [109] del LHC

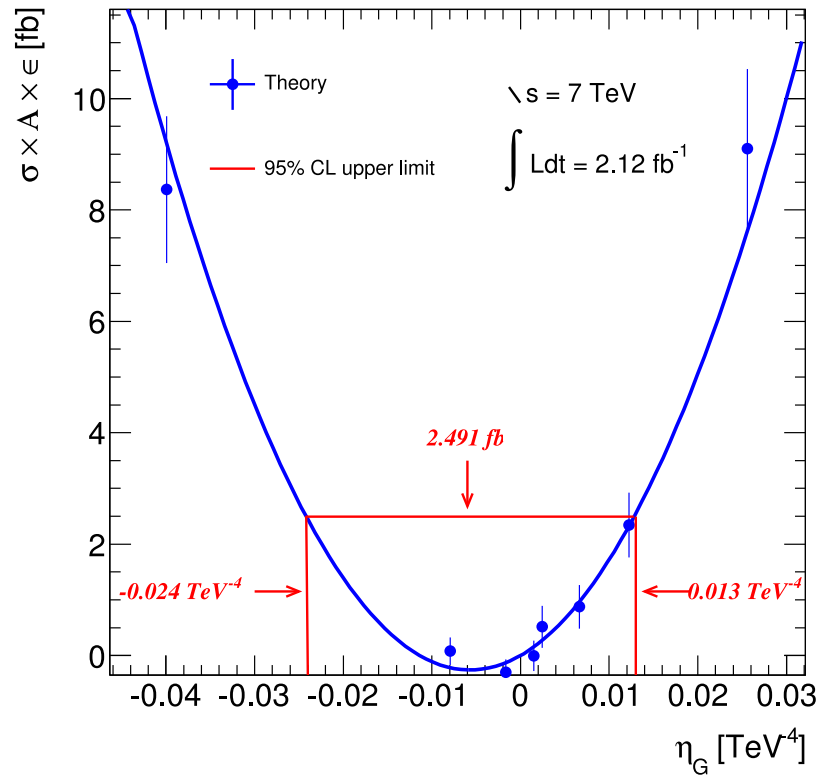


Figura 8.12 $\sigma'_{tot} - \sigma'_{SM}$ como función de η_G para el formalismo Hewett. Las incertezas incluyen los sistemáticos en la eficiencia y las PDF.

para los varios formalismos abarcados en este trabajo. La comparación en detalle con estos últimos resultados, producidos en simultáneo con los aquí presentados, no es posible ya que los mismos utilizan diferentes valores en las predicciones de las secciones eficaces de producción.

CONCLUSIONES

Con la tan deseada llegada de los primeros datos de las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV del LHC, se dio inicio a la exploración de innumerables procesos en búsqueda de señales compatibles con la presencia de nueva física. Estas búsquedas han sido posibles gracias al gran esfuerzo realizado dentro de la Colaboración ATLAS al comienzo de la toma de datos para redescubrir el Modelo Estándar en esta nueva región de energía, permitiendo actualizar en forma continua el conocimiento exhaustivo del detector y su funcionamiento. En esta etapa se optimizaron los algoritmos de *trigger*, identificación y reconstrucción de las partículas que dejan señales en el detector, y en particular, como parte de la investigación para la Tesis, se focalizó en aspectos involucrando fotones [70, 110–113].

El trabajo de investigación central presentado en esta Tesis constituye la primer búsqueda de nueva física en procesos con dos fotones de alto p_T en el estado final dentro de la Colaboración ATLAS. Utilizando los datos colectados por ATLAS entre marzo y agosto del 2011, correspondientes a una luminosidad integrada de $2.12 fb^{-1}$, y la totalidad de los datos del 2010 ($36 pb^{-1}$), se realizaron los análisis que condujeron a las primeras publicaciones de ATLAS en este tema [108, 114].

Cabe destacarse en este punto, que el origen del trabajo se remonta a varios años atrás, antes que el LHC se pusiera en funcionamiento, comenzando con el estudio del problema mediante simulaciones MC a fin de establecer la sensibilidad de ATLAS para la búsqueda de nuevas partículas e interacciones con dos fotones de alto p_T en el estado final [81]. Los estudios previos al análisis de datos realizados con simulaciones permitieron establecer la selección óptima de eventos, mientras que el muy buen acuerdo en la forma de los depósitos en el calorímetro entre los datos y las simulaciones permitió su validación. La estimación del fondo proveniente del Modelo Estándar fue quizás el estudio mas demandante, implicando el uso de varios generadores MC y el desarrollo de métodos de estimación del fondo a partir de los propios datos. Se realizó además, un completo análisis de las incertezas sistemáticas, tanto aquellas afectando a la señal como a la determinación del fondo. Se incluyeron los efectos provenientes de las limitaciones en la descripción de la física dentro de las simulaciones, y las incertezas provenientes de las predicciones teóricas.

El tratamiento estadístico de los datos merece también una mención aparte. Los métodos utilizados están en constante evolución, y demandan una enorme atención en la comunidad de física de altas energías. Si bien para el resultado final de este análisis se utilizaron técnicas Bayesianas, la comprensión e implementación de técnicas frecuentistas en estudios previos resultó de gran utilidad.

Los resultados obtenidos para la distribución de masa invariante de dos fotones en el estado final con los datos colectados por ATLAS, no mostraron desviaciones significativas respecto de las predicciones del Modelo Estándar, presentando un muy buen acuerdo con esta hipótesis. Se establecieron límites de exclusión a la producción de nueva física en la forma de resonancias masivas del gravitón según el modelo de L.Randall y R. Sundrum (RS), y la no resonante, producto del intercambio virtual de gravitones según el modelo de N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos y G. Dvali (ADD). Para el modelo RS, se impusieron límites inferiores sobre la masa del gravitón (m_G) a 95% CL con resultados de 0.79 y 1.85 TeV para valores de $k/\overline{M}_{Pl}=0.01$ y 0.1, respectivamente. Combinando los datos con los provenientes de los canales leptónicos e^+e^- y $\mu^+\mu^-$ previamente estudiados en ATLAS, los límites sobre m_G resultan en 0.8 y 1.95 para valores de $k/\overline{M}_{Pl}=0.01$ y 0.1, respectivamente. Dentro del modelo ADD, se establecieron límites inferiores sobre la escala efectiva de nueva física (M_S) a 95% CL con valores entre 2.27 y 3.53 TeV, dependiendo del número de dimensiones extras y el formalismo considerado. Tanto para este modelo, como para el resonante, los resultados obtenidos son los más estrictos al momento de la publicación del trabajo, sólo comparables con aquellos provenientes de la Colaboración CMS del LHC, simultáneamente presentados.

Paralelamente con la edición de esta Tesis, se está realizando la búsqueda de nueva física en el estado final de dos fotones con el conjunto total de datos colectados por ATLAS durante el 2011, correspondiente a una luminosidad integrada de ~ 4.9 fb $^{-1}$. Estas nuevas investigaciones permitirán ampliar la región de sensibilidad sobre los parámetros de los modelos, indicando quizás la presencia de señales en la región de masa alta. Se prevé la finalización de esta investigación y su publicación para mediados del 2012.

A

LISTA DE FUNCIONES

A.1 Función Novosibirsk

$$f(m_{ES}) = A_S \exp\left(-\frac{1}{2} \ln^2[1 + \Lambda \tau \cdot (m_{ES} - m_0)]/\tau^2 + \tau^2\right),$$

donde $\Lambda = \sinh(\tau\sqrt{\ln 4})/(\sigma\tau\sqrt{\ln 4})$, la posición del pico es m_0 , el ancho σ , y τ es el parámetro que describe la cola.

A.2 Función Crystal-Ball

$$f(x) = N \cdot \begin{cases} \exp(-\frac{t^2}{2}), & \text{para } t > -\alpha \\ A \cdot (B - t)^{-n}, & \text{para } t \leq -\alpha \end{cases}$$

donde

$$t = \frac{(x - \bar{x})}{\sigma}$$

$$A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right)$$

$$B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$$

A.3 Función Crystal-Ball Bilateral

$$f(x) = N \cdot \begin{cases} \exp(-\frac{t^2}{2}), & \text{para } \alpha_{high} > t > -\alpha_{low} \\ A_{low} \cdot (B_{low} - t)^{-n_{low}}, & \text{para } t \leq -\alpha_{low} \\ A_{high} \cdot (B_{high} - t)^{-n_{high}}, & \text{para } t \geq \alpha_{high} \end{cases}$$

donde

$$t = \frac{(x - \bar{x})}{\sigma}$$

$$A_{low} = \left(\frac{n_{low}}{|\alpha_{low}|} \right)^{n_{low}} \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha_{low}|^2}{2}\right)$$

$$B_{low} = \frac{n_{low}}{|\alpha_{low}|} - |\alpha_{low}|$$

$$A_{high} = \left(\frac{n_{high}}{|\alpha_{high}|} \right)^{n_{high}} \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha_{high}|^2}{2}\right)$$

$$B_{high} = \frac{n_{high}}{|\alpha_{high}|} - |\alpha_{high}|$$

B

DEFINICIÓN DE *Loose'*

Los criterios de selección denominados *loose'* son introducidos con el objetivo de reducir las correlaciones existentes entre los criterios de selección *tight* y el aislamiento calorimétrico del fotón, y se obtienen vía la relajación de varios de los criterios de selección *tight*. En la Tabla B.1 se muestran las distintas variaciones en la definición de *loose'* utilizadas para la determinación de la pureza por el método de ajuste al aislamiento bidimensional. La definición nominal se corresponde con *loose'* 4, mientras que las restantes se utilizaron para el estudio de las incertezas sistemáticas.

Nombre	Codigo Hexa	Criterios Revertidos
Tight	7ffc01	-
Loose' 2	67fc01	$w_{\eta 1}^3, F_{\text{side}}$
Loose' 3	65fc01	$w_{\eta 1}^3, F_{\text{side}}, \Delta E$
Loose'4 (Nominal)	45fc01	$w_{\eta 1}^3, F_{\text{side}}, \Delta E, E_{\text{ratio}}$
Loose'5	41fc01	$w_{\eta 1}^3, F_{\text{side}}, \Delta E, E_{\text{ratio}}, w_{\eta 1}^{\text{tot}}$

Tabla B.1 Definición de los criterios de selección *loose'* obtenidos a partir de la relajación de los criterios de selección *tight*. La definición *loose'* 4 fue la utilizada como valor nominal para la determinación de la pureza por el método de aislamiento bidimensional.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] L. Evans & P. Bryant editors, “The LHC machine,” *JINST*, vol. 3, p. S08001, 2008.
- [2] The ATLAS Collaboration, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider,” *JINST*, vol. 3, p. S08003, 2008.
- [3] The ATLAS Collaboration, “Combined search for the Standard Model Higgs boson using up to 4.9 fb⁻¹ of pp collision data at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector at the LHC,” Accepted by PLB. arXiv:1202.1408 [hep-ex], 2012.
- [4] Y. Fukuda *et al.*, “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 81, pp. 1562–1567, 1998.
- [5] Q. Ahmad *et al.*, “Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 89, p. 011301, 2002.
- [6] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, “The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter,” *Phys.Lett.*, vol. B429, pp. 263–272, 1998.
- [7] L. Randall and R. Sundrum, “A Large mass hierarchy from a small extra dimension,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 83, pp. 3370–3373, 1999.
- [8] L. Randall and R. Sundrum, “An Alternative to compactification,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 83, pp. 4690–4693, 1999.
- [9] V. Abazov *et al.*, “Search for Large extra spatial dimensions in the dielectron and diphoton channels in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 102, p. 051601, 2009.
- [10] V. Abazov *et al.*, “Measurement of dijet angular distributions at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV and searches for quark compositeness and extra spatial dimensions,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 103, p. 191803, 2009.

- [11] V. M. Abazov *et al.*, “Search for Randall-Sundrum gravitons in the dielectron and diphoton final states with 5.4 fb-1 of data from ppbar collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 104, p. 241802, 2010.
- [12] T. Aaltonen *et al.*, “Search for New Dielectron Resonances and Randall-Sundrum Gravitons at the Collider Detector at Fermilab,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 107, p. 051801, 2011.
- [13] C. Adloff *et al.*, “Search for new physics in $e^\pm q$ contact interactions at HERA,” *Phys.Lett.*, vol. B568, pp. 35–47, 2003.
- [14] S. Chekanov *et al.*, “Search for contact interactions, large extra dimensions and finite quark radius in e p collisions at HERA,” *Phys.Lett.*, vol. B591, pp. 23–41, 2004.
- [15] S. Schael *et al.*, “Fermion pair production in e^+e^- collisions at 189-209-GeV and constraints on physics beyond the standard model,” *Eur.Phys.J.*, vol. C49, pp. 411–437, 2007.
- [16] S. Glashow, “Partial Symmetries of Weak Interactions,” *Nucl.Phys.*, vol. 22, pp. 579–588, 1961.
- [17] A. Salam, “Weak and Electromagnetic Interactions,” *Conf.Proc.*, vol. C680519, pp. 367–377, 1968.
- [18] S. Weinberg, “A Model of Leptons,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 19, pp. 1264–1266, 1967.
- [19] P. W. Higgs, “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 13, pp. 508–509, 1964.
- [20] P. W. Higgs, “Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons,” *Phys.Rev.*, vol. 145, pp. 1156–1163, 1966.
- [21] F. Englert and R. Brout, “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 13, pp. 321–322, 1964.
- [22] G. Guralnik, C. Hagen, and T. Kibble, “Global Conservation Laws and Massless Particles,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 13, pp. 585–587, 1964.
- [23] T. Kibble, “Symmetry breaking in nonAbelian gauge theories,” *Phys.Rev.*, vol. 155, pp. 1554–1561, 1967.
- [24] The CMS Collaboration, “Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” Accepted by PLB. arXiv:1202.1488 [hep-ex], 2012.

- [25] T. Kaluza *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Phys. Math. Klasse* 966, 1921.
- [26] O. Klein *Z. F. Physik*, vol. 37, p. 895, 1926.
- [27] P. Candelas, G. Horowitz, A. Strominger, and E. Witten, “Vacuum Configurations for Superstrings,” *Nucl. Phys.*, vol. B258, pp. 46–74, 1985.
- [28] M. Shifman, “Large Extra Dimensions: Becoming acquainted with an alternative paradigm,” *Int.J.Mod.Phys.*, vol. A25, pp. 199–225, 2010.
- [29] Y. A. Kubyshin, “Models with extra dimensions and their phenomenology,” arXiv:0111027 [hep-ph], 2001.
- [30] G. F. Giudice, R. Rattazzi, and J. D. Wells, “Quantum gravity and extra dimensions at high-energy colliders,” *Nucl.Phys.*, vol. B544, pp. 3–38, 1999.
- [31] K. Cheung, “Mini review on collider signatures for extra dimensions,” arXiv:0003306 [hep-ph], 1999.
- [32] T. Han, J. D. Lykken, and R.-J. Zhang, “On Kaluza-Klein states from large extra dimensions,” *Phys.Rev.*, vol. D59, p. 105006, 1999.
- [33] J. L. Hewett, “Indirect collider signals for extra dimensions,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 82, pp. 4765–4768, 1999.
- [34] O. J. Eboli, T. Han, M. Magro, and P. Mercadante, “Diphoton signals for large extra dimensions at the Tevatron and CERN LHC,” *Phys.Rev.*, vol. D61, p. 094007, 2000.
- [35] K. Cheung and G. L. Landsberg, “Drell-Yan and diphoton production at hadron colliders and low scale gravity model,” *Phys.Rev.*, vol. D62, p. 076003, 2000.
- [36] H. Davoudiasl, J. Hewett, and T. Rizzo, “Phenomenology of the Randall-Sundrum Gauge Hierarchy Model,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 84, p. 2080, 2000.
- [37] B. Allanach, K. Odagiri, M. Palmer, M. A. Parker, A. Sabetfakhri, *et al.*, “Exploring small extra dimensions at the large hadron collider,” *JHEP*, vol. 0212, p. 039, 2002.
- [38] G. Choudalakis and D. Casadei, “Plotting the differences between data and expectation,” arXiv:1111.2062v2 [physics.data-an], 2011.
- [39] G. Choudalakis, “On hypothesis testing, trials factor, hypertests and the bump-hunter,” arXiv:1101.0390v2 [physics.data-an], 2011.

-
- [40] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, “Power-constrained limits,” arXiv:1105.3166v1 [physics.data-an], 2011.
- [41] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, “Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics,” *Eur. Phys. J.*, vol. C71, p. 1554, 2011.
- [42] A. L. Read, “Modified frequentist analysis of search results (the cl_s method),” CERN-OPEN-2000-205, 2000.
- [43] J. Bernardo and A. Smith, “Bayesian theory,” Wiley, 1994.
- [44] A. Caldwell, D. Kollar, and K. Kroeninger, “Bat - the bayesian analysis toolkit,” arXiv:0808.2552v1 [physics.data-an], 2008.
- [45] S. Chatrchyan *et al.*, “The CMS experiment at the CERN LHC,” *JINST*, vol. 3, p. S08004, 2008.
- [46] K. Aamodt *et al.*, “The ALICE experiment at the LHC,” *JINST*, vol. 3, p. S08002, 2008.
- [47] A. Alves *et al.*, “The LHCb Detector at the LHC,” *JINST*, vol. 3, p. S08005, 2008.
- [48] D. Fournier, “Performance of the LHC, ATLAS and CMS in 2011,” arXiv:1201.4681 [hep-ex], 2012.
- [49] The ATLAS Collaboration, “ATLAS magnet system: Technical Design Report,” CERN/LHCC, 1997.
- [50] The ATLAS Collaboration, “ATLAS central solenoid: Technical Design Report,” CERN/LHCC, 1997.
- [51] The ATLAS Collaboration, “ATLAS pixel detector: Technical Design Report,” CERN/LHCC 98-13, 1998.
- [52] The ATLAS Collaboration, “ATLAS inner detector: Technical Design Report,” CERN/LHCC 97-17, 1997.
- [53] The ATLAS Collaboration, “ATLAS liquid argon calorimeter: Technical design report,” CERN/LHCC 96-41, 1996.
- [54] The ATLAS Collaboration, “ATLAS tile calorimeter: Technical Design Report,” CERN/LHCC 96-42, 1996.
- [55] The ATLAS Collaboration, “ATLAS muon spectrometer: Technical Design Report,” CERN/LHCC 97-22, 1997.

-
- [56] The ATLAS Collaboration, “Commissioning of the ATLAS Muon Spectrometer with Cosmic Rays,” *Eur.Phys.J.*, vol. C70, pp. 875–916, 2010.
- [57] The ATLAS Collaboration, “ATLAS trigger performance: Status Report,” CERN/LHCC 98–15, 1998.
- [58] The ATLAS Collaboration, “ATLAS level-1 trigger: Technical Design Report,” CERN/LHCC 98-14, 1998.
- [59] The ATLAS Collaboration, “ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls: Technical Design Report,” CERN/LHCC, 1998.
- [60] The ATLAS Collaboration, “Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV Using the ATLAS Detector at the LHC,” *Eur.Phys.J.*, vol. C71, p. 1630, 2011.
- [61] The ATLAS Collaboration, “ATLAS computing: Technical Design Report,” CERN/LHCC, 2005.
- [62] B. Lenzi, “The Physics Analysis Tools project for the ATLAS experiment: Technical Report,” ATL-SOFT-PROC-2009-006, CERN, 2009.
- [63] P. Calafiura, W. Lavrijsen, C. Leggett, M. Marino, and D. Quarrie, “The athena control framework in production, new developments and lessons learned,” 2005.
- [64] R. Brun and F. Rademakers, “ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework,” Proceedings AIHENP’96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86.
- [65] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, S. Menke, S. Rajagopalan, D. Rousseau, S. Snyder, and G. Unal, “Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance,” ATL-LARG-PUB-2008-002, 2008.
- [66] The ATLAS Collaboration, “Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics,” arXiv:0901.0512 [hep-ex], 2009.
- [67] The ATLAS Collaboration, “Expected electron performance in the ATLAS experiment,” ATL-PHYS-PUB-2011-006, 2011.
- [68] M. Hance, D. Olivito, and H. Williams, “Performance Studies for egamma Calorimeter Isolation,” ATL-COM-PHYS-2011-1186, 2011.
- [69] R. Achenbach, P. Adragna, V. Andrei, P. Apostoglou, B. Asman, *et al.*, “The ATLAS level-1 calorimeter trigger,” *JINST*, vol. 3, p. P03001, 2008.

- [70] The ATLAS Collaboration, “Performance of the ATLAS Trigger System in 2010,” *Eur.Phys.J.*, vol. C72, p. 1849, 2012.
- [71] A. Sherstnev and R. Thorne, “Parton Distributions for LO Generators,” *Eur.Phys.J.*, vol. C55, pp. 553–575, 2008.
- [72] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, *et al.*, “Event generation with SHERPA 1.1,” *JHEP*, vol. 0902, p. 007, 2009.
- [73] P. M. Nadolsky *et al.*, “Implications of CTEQ global analysis for collider observables,” *Phys. Rev.*, vol. D78, p. 013004, 2008.
- [74] S. M. T. Sjostrand and P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual,” *JHEP 05*, p. 026, 2006.
- [75] Y. L. Dokshitzer, “Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e^+ e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 46, pp. 641–653, 1977.
- [76] G. Altarelli and G. Parisi, “Asymptotic Freedom in Parton Language,” *Nucl. Phys.*, vol. B126, p. 298, 1977.
- [77] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, “Deep inelastic $e p$ scattering in perturbation theory,” *Sov. J. Nucl. Phys.*, vol. 15, pp. 438–450, 1972.
- [78] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand, “Parton Fragmentation and String Dynamics,” *Phys. Rept.*, vol. 97, pp. 31–145, 1983.
- [79] S. Agostinelli *et al.*, “GEANT4: A Simulation toolkit,” *Nucl.Instrum.Meth.*, vol. A506, pp. 250–303, 2003.
- [80] The ATLAS Collaboration, “The ATLAS Simulation Infrastructure,” arXiv:1005.4568v1 [physics.ins-det], 2005.
- [81] X. Anduaga and T. Dova, “Physics Potential of RS(1) Graviton resonances in the diphoton channel with the ATLAS detector,” ATL-COM-PHYS-2010-528, 2010.
- [82] The ATLAS Collaboration, “Search for dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 107, p. 272002, 2011.
- [83] The ATLAS Collaboration, “Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector,” *Phys.Rev.*, vol. D83, p. 052005, 2011.

- [84] T. Schörner-Sadenius, S. Tapprogge, G. Azuelos, M. Bosman, F. Cerutti, N. Ellis, F. Gianotti, F. Paige, E. Richter-Was, and A. Watson, “ATLAS Trigger Menus for the LHC Start-up Phase,” ATL-DAQ-2003-004, 2003.
- [85] The ATLAS Collaboration, “Performance of the ATLAS Minimum Bias Trigger in p-p collisions at the LHC,” arXiv:1009.6133 [hep-ex], 2010.
- [86] D. Casadei, “Estimating the selection efficiency,” arXiv:0908.0130v6 [physics.data-an], 2009.
- [87] M. C. Kumar, P. Mathews, V. Ravindran, and A. Tripathi, “Diphoton signals in theories with large extra dimensions to NLO QCD at hadron colliders,” *Phys. Lett.*, vol. B672, pp. 45–50, 2009.
- [88] M. C. Kumar, P. Mathews, V. Ravindran, and A. Tripathi, “Direct photon pair production at the LHC to $O(\alpha(s))$ in TeV scale gravity models,” *Nucl. Phys.*, vol. B818, pp. 28–51, 2009.
- [89] The ATLAS Collaboration, “Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross-section in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV using 35 pb⁻¹ of ATLAS data,” *Phys.Lett.*, vol. B706, pp. 150–167, 2011.
- [90] S. Catani, L. Cieri, D. de Florian, G. Ferrera, and M. Grazzini, “Diphoton production at hadron colliders: a fully-differential QCD calculation at NNLO,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 108, p. 072001, 2012. 7 pages, 3 figures.
- [91] T. Binoth, J. P. Guillet, E. Pilon, and M. Werlen, “A Full next-to-leading order study of direct photon pair production in hadronic collisions,” *Eur. Phys. J.*, vol. C16, pp. 311–330, 2000.
- [92] C. Balazs, E. L. Berger, P. M. Nadolsky, and C. P. Yuan, “All-orders resummation for diphoton production at hadron colliders,” *Phys. Lett.*, vol. B637, pp. 235–240, 2006.
- [93] Z. Bern, L. J. Dixon, and C. Schmidt, “Isolating a light Higgs boson from the diphoton background at the CERN LHC,” *Phys.Rev.*, vol. D66, p. 074018, 2002.
- [94] John Campbell and Keith Ellis and Ciaran Williams, “Monte Carlo for Femtobarn processes.” <http://mcfm.fnal.gov/>.
- [95] The ATLAS Collaboration, “Measurement of the isolated di-photon cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector,” *Phys.Rev.*, vol. D85, p. 012003, 2012.

- [96] The CMS Collaboration, “Measurement of the Production Cross Section for Pairs of Isolated Photons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” *JHEP*, vol. 01, p. 133, 2012.
- [97] M. Botje, J. Butterworth, A. Cooper-Sarkar, A. de Roeck, J. Feltesse, *et al.*, “The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations,” arXiv:1101.0538, 2011.
- [98] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt, “Parton distributions for the LHC,” *Eur. Phys. J.*, vol. C63, pp. 189–285, 2009.
- [99] M. R. Whalley, D. Bourilkov, and R. C. Group, “The Les Houches Accord PDFs (LHAPDF) and Lhaglué,” arXiv: 0508110 [hep-ph], 2005.
- [100] The ATLAS Collaboration, “Search for the Standard Model Higgs boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC,” *Phys.Lett.*, vol. B705, pp. 452–470, 2011.
- [101] W. Verkerke and D. Kirkby, “The RooFit toolkit for data modeling.” arXiv:0306116v1 [ph-data-an], 2003.
- [102] The ATLAS Collaboration, “Search for New Physics in the Dijet Mass Distribution using 1 fb^{-1} of pp Collision Data at $\sqrt{s} = 7$ TeV collected by the ATLAS Detector,” *Phys.Lett.*, vol. B708, pp. 37–54, 2012.
- [103] The ATLAS Collaboration, “Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data,” 2011. arXiv:1110.3174 [hep-ex].
- [104] The ATLAS Collaboration, “Search for Diphoton Events with Large Missing Transverse Energy in 7 TeV Proton-Proton Collisions with the ATLAS Detector,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 106, p. 121803, 2011.
- [105] The ATLAS Collaboration, “Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev using the atlas detector in 2011.” ATLAS-CONF-2011-116, 2011.
- [106] N. Morange, J. Childers, S. Hillier, and B. Mansoulie, “Study and validation of the bcid of the l1calo at very high transverse energies,” ATL-COM-DAQ-2011-021, 2011.
- [107] The ATLAS Collaboration, “Search for high mass dielectron resonances at $\sqrt{s} = 7$ tev,” ATL-COM-PHYS-2011-083, 2011.

-
- [108] The ATLAS Collaboration, “Search for Extra Dimensions using diphoton events in 7 TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector,” Accepted by PLB. arXiv:1112.2194 [hep-ex] 2011.
- [109] S. Chatrchyan *et al.*, “Search for signatures of extra dimensions in the diphoton mass spectrum at the Large Hadron Collider,” arXiv:1112.0688 [hep-ex], 2011.
- [110] X. Anduaga, T. Dova, and TDAQ ATLAS Group, “Commissioning and Performance of the ATLAS muon, electron, tau and B-physics triggers with 7 TeV collisions at the LHC,” ATL-COM-DAQ-2010-188, 2010.
- [111] X. Anduaga on behalf of The ATLAS Collaboration, “Commissioning and Performance of the ATLAS muon, electron, tau and B-physics triggers with 7 TeV collisions at the LHC,” Prepared for 30th International Symposium on Physics in Collision (PIC 2010), Karlsruhe, Germany, 1-4 Sep 2010.
- [112] X. Anduaga, M. T. Dova, T. Fonseca, C. Padilla, V. Pérez-Réale, and M. Tripiana, “Optimization of Signatures of the e/gamma slice with CSC Samples,” ATL-COM-DAQ-2006-040, 2006.
- [113] X. Anduaga and T. Dova, “Photon Conversions at High-pT,” ATL-PHYS-INT-2009-034, 2009.
- [114] The ATLAS Collaboration, “A Search for High Mass Diphoton Resonances in the Context of the Randall-Sundrum Model in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp Collisions,” ATLAS-COM-CONF-2011-044, 2011.

AGRADECIMIENTOS

Experience at CERN has been absolutely great and i would like to thank all the people who made that possible. I'm grateful to Nick Ellis and Peter Jenni for their help and support to the UNLP group. The egamma trigger group has been a very nice place to give my first steps inside ATLAS, and much of the progress I've made was thanks to Valeria Perez-Reale. I would like to thank all the members of the exotics physics group and specially the analysis team members John Parsons, Haleh Hadavand, Quentin Buat, Evan Wulf, Yanwen Liu and Hulin Wang, for all the fruitful discussions during the countless meetings and of course, enormous patience. Everyone one of them has contributed to this very nice piece of work. I am very grateful to HELEN and EPLANET programs for their financial support during the various stays at CERN. In the last lines of this paragraph, i would like to thank everyone who has shared a coffee, a meal, a drink, or even a football match with me. Life in Geneva would had not be the same without you.

De todas las personas que conocí durante mi tiempo en Ginebra, hay dos que son muy especiales. Desde que nos conocemos han estado siempre incondicionalmente. Javi y Su, alegraron mis estadias.

Desde los comienzos y hasta el día de hoy, ha sido un honor y un privilegio compartir a diario la oficina con mis compañeros de grupo, tanto con los que estuvieron como con los que se suman. Gracias a Hernan, Ale y Ernesto por estar siempre con muy buena predisposición para responder todas las pregunta e inquietudes. Una línea aparte para mi 0800, gracias Fer por las incontables ayudas!

A Tincho y Gastón, porque no se que sería de mi de no haber coincidido con ellos. Cuantas batallas...

Quiero agradecer especialmente a mi familia. A mis papás, por enseñarme el sentido de responsabilidad y esfuerzo y por darme siempre todo lo necesario, a ellos les dedico este trabajo. A mis hermanas, Edu, Nago y Lourdes, por su incondicional apoyo y frescura. A Iñaki, por su inspiración, quizás inconsciente, que me llevó al mundo de la física , y a su hermosa familia, Daniela, Alexander y Carolina. A todos mis amigos de siempre, también gracias, son el cable a tierra del día a día.

Siempre la palabra justa, la excelencia en su máxima expresión. Gracias Tere por haberme guiado, enseñado, ayudado, acompañado, dado, mejorado, corregido y especialmente por haber confiado plenamente en mí.

Por último, a la dueña de mi corazón y compañera de vida, Gi, y a toda su familia.