Trigger para eventos a dos fotones en colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV en procesos del Modelo Estándar y extensiones

Trabajo de Diploma

Francisco Alonso

Director: **Dra. M. T. Dova**

Universidad Nacional de La Plata
Departamento de Física
Marzo 2011

Índice general

Introducción **3**

1. Teoría **7**
1.1. El Modelo Estándar . . . 7
1.2. El mecanismo de Higgs . . . 9
1.2.1. El modelo de Goldstone . . . 10
1.2.2. El mecanismo de Higgs . . . 11
1.2.3. Descubrimiento del bosón de Higgs . . . 13
1.3. Fotones Directos . . . 16

2. El LHC y el Detector de ATLAS **19**
2.1. Detector ATLAS . . . 20
2.1.1. Concepto general del Detector . . . 20
2.2. Los subdetectores de ATLAS . . . 22
2.2.1. El detector interno . . . 22
2.2.2. Calorímetros . . . 23
2.2.3. Espectrómetro de muones . . . 25
2.3. El modelo computacional de ATLAS . . . 26
2.4. La toma de datos de ATLAS del 2010 . . . 27

3. Sistema de Trigger de ATLAS **29**
3.1. Conceptos Básicos . . . 29
3.1.1. Objetos físicos para la selección de eventos *online* . . . 30
3.1.2. Trigger . . . 31
3.1.3. Nivel 1 (L1) . . . 32
3.1.4. Nivel 2 (L2) . . . 32
3.1.5. *Event Filter* (EF) . . . 33
3.2. Trigger e/γ . . . 34

3.2.1. Selección de fotones y electrones 34
3.2.2. Reconstrucción e identificación de fotones *offline* 39
3.3. Menús del Trigger 43

4. Estudio del trigger de eventos di-fotónicos 45
4.1. Introducción 45
4.2. *Performance* del trigger de dos fotones: 2g15 46
4.2.1. Cálculo de eficiencias 46
4.2.2. Estudio de la performance del trigger g15_loose 46
4.2.3. Estudio de la performance del trigger 2g15 52
4.3. Estudio y perspectivas para la optimización del trigger a mayor luminosidad 53

Conclusiones y Perspectivas 59

Agradecimientos 61

Bibliografía 65

Introducción

El Modelo Estándar (SM, por sus siglas en inglés) de las partículas fundamentales y sus interacciones describe con altísima precisión todos los procesos fundamentales de la naturaleza, lo que ha sido confirmado por experimentos de aceleradores en las últimas décadas. El SM se describe por una teoría de gauge basada en el grupo de simetría $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. En esta teoría las partículas adquieren masa por lo que se conoce como el mecanismo de Higgs. En la forma más simple de este mecanismo implementada en el SM, se introduce un campo escalar que por ruptura de las simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ reducida a una simetría $U(1)_{em}$ obtiene un valor de expectación del vacío no nulo. Mediante la interacción con este campo es que los bosones de *gauge* y los fermiones adquieren masa. Así, uno de los desafíos de la física de altas energías en la actualidad es comprender la ruptura espontánea de simetría electrodébil. Por otro lado, el SM no puede ser considerado como la teoría final de la física de partículas y el concenso de la comunidad es que debe existir física nueva más allá del Modelo Estándar. Entre las razones fundamentales que nos llevan a pensar esto se encuentran el problema asociado con la estabilidad de la masa del Higgs, llamado el problema de jerarquía, la aparente unificación de las fuerzas fundamentales descritas por el SM, etc.

El LHC o Gran Colisionador de Hadrones produjo colisiones protón-protón a energía de centro de masa de 7 TeV entre Marzo y Noviembre del 2010, alcanzando picos de luminosidad instantánea de 2.0×10^{32} cm^{-2} s^{-1}. Sin duda el 2010 fue un año de gran relevancia y actividad en la comunidad de los físicos de altas energías, marcando el comienzo de los programas de física de los experimentos del LHC, como ATLAS, en cuyo marco se desarrolló este Trabajo de Diploma.

El programa científico de ATLAS tiene entre sus principales objetivos la búsqueda del bosón de Higgs, una pieza clave del Modelo Estándar, siendo uno de los canales más importantes para el descubrimiento del bosón de Higgs en ATLAS, el H$\rightarrow \gamma\gamma$, que requiere una excelente *performance* del calorímetro electromagnético, conjugado con una estrategia de máximo rechazo del fondo reducible hadrónico, dominado por la producción de *di-jets*,

así como del entendimiento del fondo irreducible dominado por la producción no-resonante de pares de fotones directos. El estudio de la producción de pares de fotones directos, es además importante en si mismo, porque al tratarse de fotones originados directamente en las colisiones pp a partir de interacciones QCD fuertes, permite testear el modelo de partones, la dinámica de *quarks* y gluones, y sus interacciones. No menos importante es el hecho que los eventos difotónicos constituyen el principal fondo irreducible para búsquedas de nuevas partículas, involucrando fotones en estado final, predichas en extensiones del Modelo Estándar, en particular, partículas supersimétricas.

En los análisis de datos de ATLAS para los procesos descriptos más arriba, el sistema de selección *online* (trigger) juega un rol fundamental para seleccionar, a partir de la copiosa cantidad de información generada en cada cruce de protones en el LHC, sólo aquellos eventos con potencial físico. Para ello el sistema de trigger debe reducir la frecuencia de entrada a ATLAS desde aproximadamente 40 MHz a 200 Hz que es la frecuencia permitida de almacenamiento. Un elemento clave del trigger de ATLAS es el nivel superior de trigger (*High Level Trigger*, HLT) que es el responsable de reducir la frecuencia de eventos en un factor de varios cientos y de la clasificación de todos los eventos aceptados para el análisis de datos *offline*. Esto se lleva a cabo en dos etapas: en la primera (Nivel 2, L2), la selección de eventos se realiza con una latencia promedio de 10 ms y en la segunda (*Event Filter*, EF) en un promedio de 1 s. Esta rigurosa selección se realiza vía criterios inclusivos, es decir, pidiendo la identificación de ciertos objetos físicos (*Trigger Menus*) en los estados finales detectables.

En este Trabajo de Diploma se focalizó en el estudio de la performance del menu de trigger 2g15_loose, es decir de dos fotones con impulso transverso $p_T \geq 15$ GeV, con una selección basada en cortes en las variables de forma de las lluvias de partículas secundarias producidas en el calorímetro electromagnético, involucrando sólo información de la segunda capa de dicho calorímetro. Estos estudios realizados con 45 pb^{-1} de datos colectados con ATLAS a partir de las colisiones del LHC en el 2010, contribuyeron a la determinación del trigger en la búsqueda del Higgs decayendo en dos fotones y de la determinación de la sección eficaz de producción de pares de fotones directos recientemente presentados por ATLAS [1][2][3].

En primer lugar, se estudió la eficiencia del trigger por objeto simple g15_loose a partir de los datos de ATLAS con el llamado método *bootstrap*. El mismo consiste en calcular la eficiencia del HLT respecto a la eficiencia del nivel 1 del trigger. En este trabajo se obtuvo así la eficiencia del EF_g15_loose respecto a L1_EM10.

Para determinar la eficiencia total del trigger 2g15_loose, se aplicó el llamado método

tag & probe. Para el mismo se utilizaron eventos con al menos dos fotones seleccionados con cortes en todas la variables de forma de la lluvia, más el requerimiento de fotones aislados, y la selección cinemática según el criterio para la búsqueda del Higgs en su canal difotónico.

Si bien el estudio del trigger 2g15_loose indica que el mismo es altamente eficiente para toma de datos de ATLAS a partir de colisiones del LHC durante el 2010, es natural que el menú de trigger de ATLAS evolucione con el aumento de la luminosidad en las próximas tomas de datos. Por tal razón, teniendo en cuenta que durante el 2011 y 2012, el LHC funcionará a $\sqrt{s} = 7$ TeV con luminosidades instantáneas muy superiores a las alcanzadas en el 2010, se comenzó a analizar la posibilidad de modificar los triggers para mantener el ancho de banda predeterminado.

Este Trabajo de Diploma está estructurado en cinco capítulos: En el primer capítulo se presenta una breve reseña del Modelo Estándar y del mecanismo de Higgs, incluyendo una descripción de los procesos de producción y decaimiento del Higgs en el LHC. En esta introducción teórica se incluye también una descripción de la producción de pares de fotones directos no-resonantes a energías del LHC. En el capítulo 2 se describen las características principales del LHC y de ATLAS, profundizando en el sistema de calorimetría que provee la información relevante para el estudio realizado en este trabajo. En el capítulo 3 se detalla la estructura y organización del Trigger de ATLAS y la estrategia de selección de fotones a modo de brindar un contexto apropiado al capítulo siguiente, que contiene el aporte original de esta presentación. El capítulo 4 contiene la descripción de los métodos aplicados a los datos colectados en ATLAS durante el 2010, para la determinación de la performance del menú de trigger 2g15_loose. Se incluye además un primer análisis tendiente a la modificación del trigger de fotones en ATLAS en condiciones de más alta luminosidad como la que se alcanzará en el período 2011-2012. Finalmente, el último capítulo contiene un resúmen de los resultados obtenidos y su discusión.

Capítulo 1

Teoría

1.1. El Modelo Estándar

Actualmente la teoría que explica a los constituyentes fundamentales de la materia y sus interacciones es conocida como Modelo Estándar (SM, de sus siglas en inglés)[4][5][6][7]. Existe un grupo pequeño de partículas fundamentales, de dos grupos distintos: los constituyentes de la materia, dos grupos de fermiones de spin $\frac{1}{2}$, formados por seis leptones y seis quarks, y los bosones de spin 1, llamados bosones de gauge, que son los mediadores de las fuerzas en la teoría (electromagnética, débil y fuerte). Los leptones y quarks a su vez se encuentran divididos en tres familias cada uno de idéntica estructura. Todas las partículas del modelo estándar se suponen elementales, es decir, son tratadas como partículas puntuales, sin estructura interna ni estados excitados. En la tabla 1.1 se resumen los constituyente fundamentales de la materia.

Leptones	e	μ	τ
	ν_e	ν_μ	ν_τ
Quarks	u	c	t
	d	s	b

Tabla 1.1: Partículas fundamentales

.

Existen cuatro tipos de interacciones entre quarks y leptones: débil, fuerte, electromagnética y gravitatoria. El Modelo Estándar sólo incluye las tres primeras interacciones. La interacción débil y electromagnética se encuentran unificadas dentro del modelo, y sus mediadores son el fotón, y los bosones W^+,W^- y Z^0. La interacción fuerte tiene como

mediador al gluón. En la tabla 1.2 se presentan las interacciones, el tipo de partícula de materia que involucra y los correspondientes bosones de intercambio.

Débil	Electromagnética	Fuerte
quarks y leptones	*quarks* y leptones	*quarks*
W^+, W^- y Z^0	γ	gluones

Tabla 1.2: Interacciones y los bosones de gauge mediadores de las mismas.

.

El Modelo Estándar es un conjunto de teorías de gauge, y necesita tres simetrías internas para describir las partículas y sus interacciones. El grupo de simetría del modelo estándar es $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Todos los resultados de experimentos son consistentes con la noción de que estas tres simetrías son necesarias y suficientes para describir las interacciones de las partículas conocidas. Las interacciones de los campos de fuerzas y las partículas que forman la materia son descriptas por teorías de gauge abelianas y no abelianas en este grupo de simetría. La simetría $SU(3)$ está asociada a la interacción fuerte, y el bosón de intercambio es el gluón, que es no masivo. Cualquier partícula que se transforme con respecto a esta simetría se dice que tiene carga de color, e interacciona fuertemente. La interacción electrodébil está asociada a los términos $SU(2) \times U(1)$, e involucra a los bosones W^+, W^-, Z^0 y al fotón.

Los leptones son, por definición, aquellos que no experimentan la interacción fuerte, es decir no llevan carga de color pero tienen asociada una carga electrodébil. Los *quarks* por otro lado, experimentan las tres interacciones fundamentales del MS.

Como se mencionó, además de la interacción fuerte, débil y electromagnética entre *quarks* y leptones, existe una cuarta fuerza en la naturaleza, la gravedad. Sin embargo, la interacción gravitatoria entre partículas elementales es tan débil, que puede ser despreciada a las energías accesibles hasta el momento. Por el momento la gravedad no puede ser incluída en el MS porque no existe una teoría de campo cuántica de la gravedad.

El último componente del Modelo Estándar es el mecanismo de Higgs que permite que el MS sea una teoría matemáticamente consistente de partículas fundamentales con masa. Éste postula la existencia de un bosón de spin 0, el bosón de Higgs. En la siguiente sección se describirá este mecanismo.

Todas las observaciones experimentales son compatibles con el Modelo Estándar a un nivel de muy alta precisión, aunque no todos los componentes del modélo han sido comprobados experimentalmente. En particular, el mecanismo de Higgs por el cual las partículas fundamentales adquieren masa, necesita todavía de su verificación experimental. Además,

aunque todos los componentes sean establecidos experimentalmente en el futuro, el modelo no puede considerarse como la teoría definitiva para la materia y las interacciones. Las simetrías y los parámetros fundamentales (masas y constantes de acoplamiento) no pueden ser derivadas. Y la fuerza de gravedad no puede incorporarse de la misma forma que las otras interacciones.

1.2. El mecanismo de Higgs

El mecanismo de Higgs es el componente no confirmado del SM, en este sector de la teoría, campos escalares interactúan de manera tal que el estado fundamental adquiere un valor de expectación no nulo, rompiendo espontáneamente la simetría electrodébil.

El bosón de Higgs es una partícula de spin 0 cuya existencia es predicha por el mecanismo de Higgs[8], pero no ha sido observado hasta el momento. La invariancia de gauge debida a la simetría $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ impide que haya partículas masivas. Por otro lado, el agregado *ad hoc* de términos de masa en el lagrangiano anula la invarianza del mismo. Para poder obtener una teoría renormalizable, es necesario introducir las masas por un mecanismo que mantenga la invarianza del lagrangiano.

Sin embargo, el problema es resuelto por el mecanismo de Higgs, donde las masas son introducidas de una manera consistente mediante el proceso de ruptura espontánea de simetría. La simetría $SU(2)_L \times U(1)$ es espontáneamente rota en $U(1)_{em}$ dando lugar a la presencia de tres bosones de gauge masivos (Z^0, $W^{\pm}$) y un único no masivo (γ), a costo de un nuevo grado de libertad, el campo de Higgs.

Para poder entender lo que se conoce como ruptura espontánea de simetría, consideremos un lagrangiano que posee una simetría particular, es decir, es invariante frente a las transformaciones de simetría correspondientes. Al clasificar los niveles de energía del sistema, dos situaciones pueden ocurrir. Primero, si un estado de energía es no degenerado, el correspondiente estado es único e invariante bajo esa simetría del lagrangiano. En segundo lugar, puede ocurrir que el nivel de energía esté degenerado y sus correspondientes estados no sean invariantes pero se transformen linealmente entre ellos mismos bajo las transformaciones de simetría de $\mathcal{L}$. En particular, consideremos el estado más bajo del sistema. Si no es degenerado, el estado de más baja energía es único y posee las simetrías de $\mathcal{L}$. En el segundo caso, si está degenerado, no hay un único estado que represente ese estado fundamental. Si arbitrariamente elegimos uno de esos estados degenerados como el estado fundamental, este no compartirá más las simetrías con $\mathcal{L}$. Esta forma de obtener

un estado fundamental que tenga la simetría de $\mathcal{L}$, se conoce como ruptura espontánea de simetría.

1.2.1. El modelo de Goldstone

El modelo de Goldstone es un modelo simple con ruptura espontánea de simetría. Comenzando con una teoría clásica, se toma la densidad lagrangiana:

$$\mathcal{L} = \partial^{\mu}\phi^{*}(x)\partial_{\mu}\phi(x) - V(\phi) \tag{1.1}$$

con $\phi(x)$ un campo complejo

$$\phi(x) = \frac{\sqrt{2}}{2}[\phi_1(x) + \phi_2(x)] \tag{1.2}$$

y $V(\phi)$ la energía potencial de la forma:

$$V(\phi) = \mu^2|\phi(x)|^2 + \lambda|\phi(x)|^4 \tag{1.3}$$

Las constantes μ^2, λ son reales con λ positiva de forma que la energía total del campo tenga una cota inferior. Esta densidad lagrangiana es invariante frente a transformaciones globales $U(1)$ que describen rotaciones en el plano complejo.
Exigiendo que el estado de menor energía (vacío), sea invariante frente a transformaciones de Lorentz y traslaciones, implica que $\phi(x)$ es una constante en este estado. Dependiendo del valor de μ^2 existen dos posibilidades para el estado vacío. Si μ^2 es positivo, la situación es normal con el mínimo del potencial cuando $\phi = 0$. Si, en cambio, μ^2 es negativo el mínimo de la energía no corresponde a un único valor de ϕ sino que esta degenerado, siendo el mínimo un anillo en el plano complejo

$$\phi_{Vmin} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}e^{i\theta} \tag{1.4}$$

Dado que la densidad lagrangiana 1.1 es invariante frente a rotaciones en el plano complejo de ϕ cualquier dirección es igualmente válida. Se tomará en particular, $\theta = 0$ quedando

$$\phi_{Vmin} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} = \upsilon/\sqrt{2} \tag{1.5}$$

Una teoría donde el estado vacío tiene menos simetría que la densidad lagrangiana es llamada una teoría con ruptura espontánea de simetría. Podemos representar a ϕ de la siguiente manera

$$\phi(x) = \frac{\sqrt{2}}{2}[\upsilon + \sigma(x) + i\eta(x)] \tag{1.6}$$

donde $\sigma(x)$ y $\eta(x)$ representan las desviaciones respecto del valor mínimo elegido. La densidad lagrangiana 1.1 reescrita en términos de $\sigma(x)$ y $\eta(x)$ es

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial^\mu\sigma(x)\partial_\mu\sigma(x) - \lambda\upsilon^2\sigma(x)^2 + \frac{1}{2}\partial^\mu\eta(x)\partial_\mu\eta(x) - \\ -\lambda\upsilon\sigma(x)[\sigma(x)^2 + \eta(x)^2] - \frac{1}{4}\lambda[\sigma(x)^2 + \eta(x)^2]\end{aligned} \tag{1.7}$$

donde se suprimieron los términos constantes. Tomando los términos de mayor orden como interacciones, la densidad lagrangiana libre toma la forma

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial^\mu\sigma(x)\partial_\mu\sigma(x) - \lambda\upsilon^2\sigma(x)^2 + \frac{1}{2}\partial^\mu\eta(x)\partial_\mu\eta(x) \tag{1.8}$$

Se ve que σ y η son dos campos de Klein-Gordon reales. Cuantificando los mismos, la densidad lagrangiana 1.8 describe dos partículas diferentes de spin 0. Los bosones σ tendrán masa de valor

$$m_\sigma = \upsilon\sqrt{2\lambda} \tag{1.9}$$

que sale del término que contiene σ^2, mientras que los bosones η tendrán masa nula (como consecuencia directa de la degeneración del mínimo de la energía). Los términos restantes de 1.7 pueden ser tratados como interacciones entre las partículas σ y η usando teoría de perturbaciones.

Vemos entonces que a partir de la ruptura espontánea de la simetría $U(1)$ global, se obtiene una teoría perturbativa con un boson escalar masivo.

1.2.2. El mecanismo de Higgs

Lo que se conoce como el mecanismo de Higgs es la extensión del rompimiento espontáneo de simetría para crear un bosón vectorial masivo en una teoría invariante de gauge. Trataremos el caso de una teoría invariante frente a $U(1)$. La idea es entonces reemplazar la derivada normal de 1.1 por la derivada covariante

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu \tag{1.10}$$

Agregando además, el término que corresponde al campo de gauge A_μ libre, se tiene

$$\mathcal{L} = D^\mu\phi^*(x)D_\mu\phi(x) - V(\phi) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{1.11}$$

Esta nueva densidad lagrangiana es invariante frente a transformaciones de gauge $U(1)$ de la forma

$$\begin{aligned}\phi(x) \to \phi'(x) = \phi(x)\, e^{iq\xi(x)} \\ A_\mu \to A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu\xi(x)\end{aligned} \tag{1.12}$$

con $\xi(x)$ una función real diferenciable cualquiera. Continuando de la misma manera que para el modelo de Goldstone con un μ^2 negativo, y expresando la densidad lagrangiana en términos de las variables $\sigma(x)$ y $\eta(x)$ definidas en 1.6 se tiene que

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial^\mu\sigma(x)\partial_\mu\sigma(x) - \lambda\upsilon^2\sigma(x)^2 + \frac{1}{2}\partial^\mu\eta(x)\partial_\mu\eta(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \\ + \frac{1}{2}q^2\upsilon^2 A_\mu A^\mu + q\upsilon A^\mu\partial_\mu\eta + \text{términos de orden superior} \tag{1.13}$$

La densidad lagrangiana tiene claramente un bosón vectorial masivo A y dos campos escalares σ y η, con η de masa nula; pero desafortunadamente también un término de la forma $A^\mu\partial_\mu\eta$ que no es posible ajustar. No puede ser interpretado como una interacción perturbativa, ya que es cuadrático en los campos al igual que para los campos libres. Sin embargo, un análisis cuidadoso muestra que la densidad lagrangiana 1.13 tiene un grado de libertad de sobra. Este grado de libertad extra puede ser absorbido eligiendo un gauge específico, de modo de eliminar η. Este tipo de transformaciones es siempre posible y para este caso se conoce como gauge unitario. La densidad lagrangiana resultante luego de esta transformación es

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial^\mu\sigma(x)\partial_\mu\sigma(x) - \lambda\upsilon^2\sigma(x)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}q^2\upsilon^2 A_\mu A^\mu + \\ + \text{términos de orden superior} \tag{1.14}$$

Resumiendo, se puede ver que un campo complejo escalar y un campo vectorial de masa nula, ambos con dos grados internos de libertad, fueron transformados en un campo real escalar, con un solo grado de libertad, y un bosón vectorial masivo, con tres grados de libertad, como resultado del mecanismo de Higgs.

El mecanismo de Higgs fue mostrado aquí para una teoría invariante frente a transformaciones de gauge $U(1)$. Para extender el mismo a teorías invariantes frente a $SU(2)\times U(1)$ como la electro-débil se comienza con una densidad lagrangiana con un doblete escalar complejo y cuatro bosones vectoriales sin masa, es decir, con un total de 12 grados internos de libertad. Mediante el mecanismo de Higgs, la densidad lagrangiana se transforma en un campo real escalar, tres bosones vectoriales masivos y un boson vectorial de masa nula. Este último es, por supuesto, identificado como el fotón, mientras que el cuanto del campo escalar es el bosón de Higgs.

1.2.3. Descubrimiento del bosón de Higgs

El bosón de Higgs no ha sido descubierto hasta el momento y su masa no es predicha teóricamente. En los últimos años se han llevado a cabo llevado a cabo numerosos estudios, tanto experimental como teóricos, para poder derivar límites en la masa del boson de Higgs dentro del Modelo Estándar [7].

Un limite inferior a la masa del Higgs proviene del experimento LEPII1 [15] que con un nivel de confianza del 95 % pone una cota inferior a los 114.4 GeV.

Desde el punto de vista teórico la masa del bosón de Higgs es un parámetro libre dentro del MS y por lo tanto ninguna predicción puede ser hecha.

Por otro lado, se supone comúnmente que el MS es simplemente una teoría efectiva a bajas energías de alguna teoría mas fundamental que explique el origen de la ruptura de la simetría electrodébil. Por esto deberá existir alguna escala de energía Λ a la que el modelo deje de funcionar. Es decir, el Modelo Estándar no sería mas adecuado para describir la teoría por encima de Λ y grados de libertad relativos a la nueva física se hacen relevantes. Aunque, el valor de Λ es desconocido, para un dado valor se puede calcular el valor mínimo y máximo permitidos para la masa del bosón de Higgs basados en argumentos teóricos. En la Figura 1.1 se pueden ver estos limites en función de la escala Λ, donde la región permitida esta delimitada por dos curvas. La región de masas 130 GeV $< m_H <$180 GeV sería consistente con la hipótesis $\Lambda = M_{pl}$, esto significaría que el MS seria válido en principio hasta la escala de Planck. Por el contrario si la masa del bosón de Higgs está fuera de ese rango, significaría que la escala sería $\Lambda < M_{pl}$ y algunas evidencia de nueva física deberían encontrase próximamente.

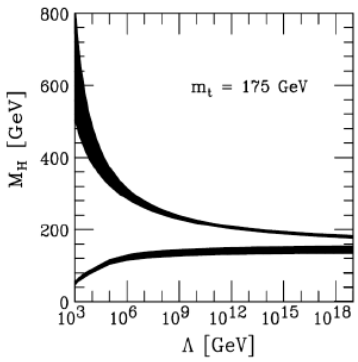

Figura 1.1: Límites teóricos de la masa del Higgs en función de Λ, la escala de energía a la que el MS deja de ser aplicable.

En el LHC, se espera que el bosón de Higgs sea producido principalmente por los procesos de fusión gluón-gluón, fusión de bosones vectoriales y producción asociada de WH, ZH y ttH (ver Figura 1.2).

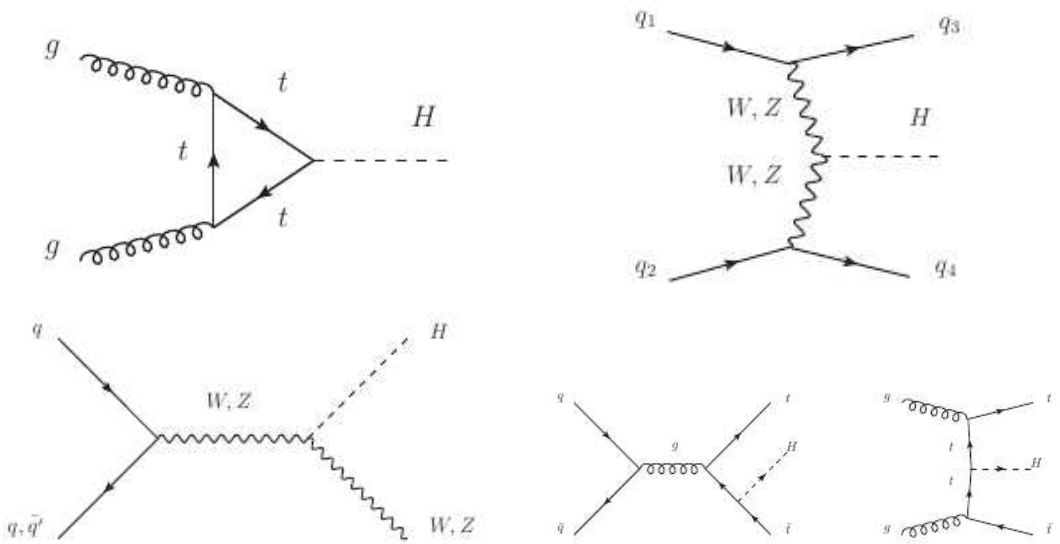

Figura 1.2: Principales procesos por los cuales se puede producir el bosón de Higgs en el LHC en colisiones hadrónicas.

La fusión gluón-gluón a través de un *loop* con *top-quark* es el proceso dominante en la producción de Higgs en el LHC, en toda la región de masas esperada.

Los demás procesos aumentan su importancia con el aumento de la masa del Higgs, obteniendo una sección eficaz similar a la de la fusión gluón-gluón para $m_H \sim 1$ TeV.

Decaimiento del Higgs

Existen varios canales de decaimeinto posible para el bosón de Higgs en el LHC. Se han estudiado diferentes estrategias para su búsqueda dependiendo de su masa. Como se observa en la figura 1.3, las tasas de decaimiento cambian dramáticamente en los distintos rangos de m_H.

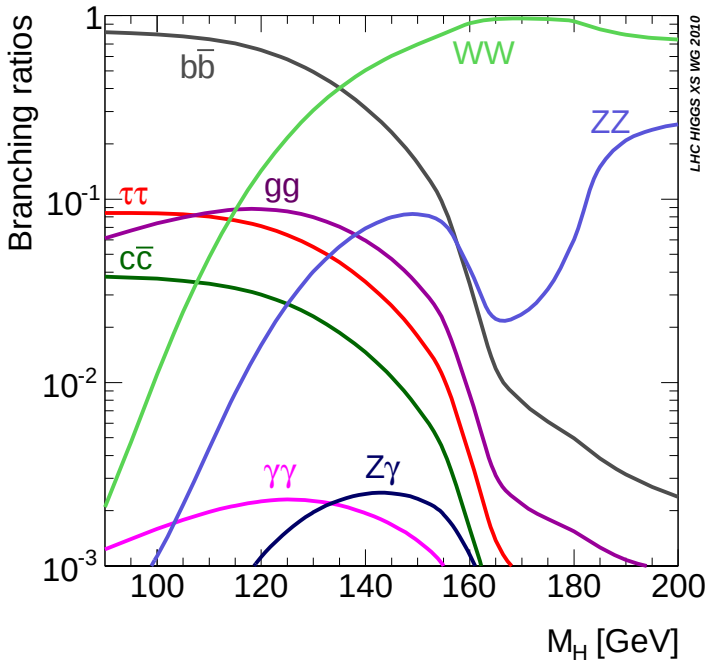

Figura 1.3: Tasas de decaimiento de los distintos canales del bosón de Higgs en función de la masa del mismo.

Uno de los decaimientos mas importantes para la región de masa baja, $m_H < 130$ GeV, es H→ $\gamma\gamma$. Dado que el fotón no tiene masa, no existen acoplamientos entre el Higgs y los fotones. A pesar de ello, el decaimiento en dos fotones es posible mediante procesos con *loops* que involucren algún fermión o bosón. En la figura 1.4 se muestran los diagramas de Feynman para este tipo de procesos al orden mas bajo [9][10].

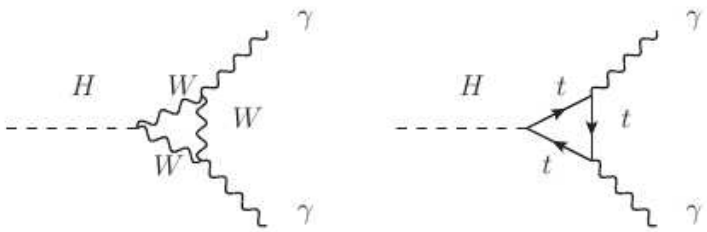

Figura 1.4: Diagramas de Feynman de algunos de los procesos de decaimiento H→ $\gamma\gamma$ a orden mas bajo.

1.3. Fotones Directos

La producción de dos fotones directos (*Direct Diphotons*) no resonantes [11] hace referencia a procesos en los cuales los fotones en el estado final son producidos directamente de la colisión fuerte de los *quarks* y gluones intervinientes en la interacción pp del LHC, y no de decaimientos secundarios. El estudio de los fotones es en particular interesante ya que su energía y ángulos estan bien definidas a diferencia de los *jets*, por lo que se puede obtener de ellos información importante de los procesos fundamentales subyacentes. Un proceso particularmente util para examinar es la producción de dos fotones (DD). La producción de DD ha sido reconocida como un proceso importante para testear el modelo de partones, la dinámica de *quarks* y gluones, y sus interacciones. Además, la teoría predice que uno de los canales de decaimiento del bosón de Higgs es en dos fotones y por lo tanto una medida precisa del fondo debido a los fotones QCD es importate en la búsqueda del Higgs en este canal.

Los procesos en los cuales se producen pares de fotones directos estan mostrados en las Figuras 1.5 y 1.6. Las contribuciones mostradas en la figura son sólo los procesos a orden dominante para la producción de dos fotones.

Los tres procesos dominantes son [12]:

- Aniquilación: $q\bar{q} \to \gamma\gamma$, de orden α^2_{QED}
- *Box*: $gg \to \gamma\gamma$, de orden $\alpha_s^2\,\alpha^2_{QED}$. Este proceso es de mayor orden, pero el contenido gluónico de los protones colisionando en LHC (muy superior al de *quarks* a bajo x) resulta en una sección eficaz del mismo orden que el proceso de Born.
- Procesos de *Bremmstrahlung*, que provienen de la emisión de un fotón por un *quark*: $qg \to q\gamma\gamma$. Este proceso es también de orden superior pero se compensa por el efecto de la densidad de gluones en el protón colisionando.

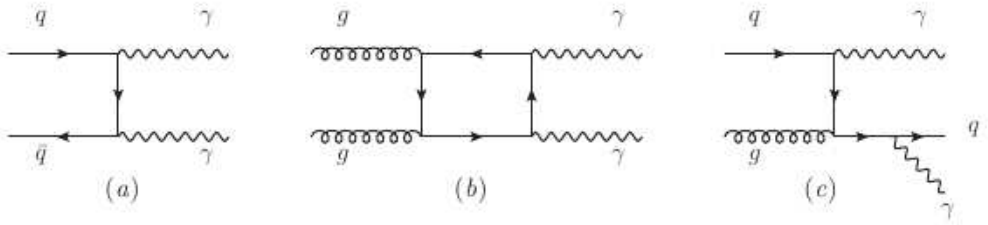

Figura 1.5: Principales procesos por los cuales se puede producir los DD en el LHC

A estos procesos de producción directa se le agregan los diagramas de fragmentación simple y doble.

Figura 1.6: Procesos por los cuales se puede producir los DD a partir de fragmentación

En el gráfico el punto negro representa la función de fragmentación de un *quark* en fotón, y el fotón resulta emitido colineal con el *quark*. La emisión colineal resulta en una singularidad en el calculo de proceso $qg \to q\gamma\gamma$. Las divergencias son factorizadas y absorbidas en la función de fragmentación $D^{\gamma}_{qg}(z, \mu_f)$, donde z es la fracción del impulso que se lleva el fotón y μ_f es una escala de fragmentación, que define los componentes de orden superior absorbidos en $D^{\gamma}_{qg}(z, \mu_f)$. Cabe destacarse que sólo la suma de la producción de fotones directos y de fragmentación provee la descripción completa de la emisión de un fotón por un partón. La Tabla 1.3 resume las secciones eficaces de producción a energía de 7 TeV de centro de masa al orden dominante de la producción DD y sus principales fondos para la detección experimental.

Procesos	Sección eficaz PYTHIA[13](pb)
$\gamma - \gamma$ (Born, *Box*)	7.7 $\times 10^2$
$\gamma - jet$	2.3 $\times 10^5$
$jet - jet$	1.1 $\times 10^9$

Tabla 1.3: Sección eficaz de los procesos dominantes para la producción de DD y sus fondos $\gamma - jet$ y $jet - jet$.

.

Capítulo 2

El LHC y el Detector de ATLAS

El LHC (*Large Hadron Collider* en ingles, o Gran Colisionador de Hadrones) es un colisionador protón-protón del laboratorio CERN [1] ubicado en la frontera entre Francia y Suiza. Fue construido en el mismo túnel en el que funcionó el LEP entre 1989 y 2000, que tiene 27 km de circunferencia y se encuentra a 100 m bajo tierra.

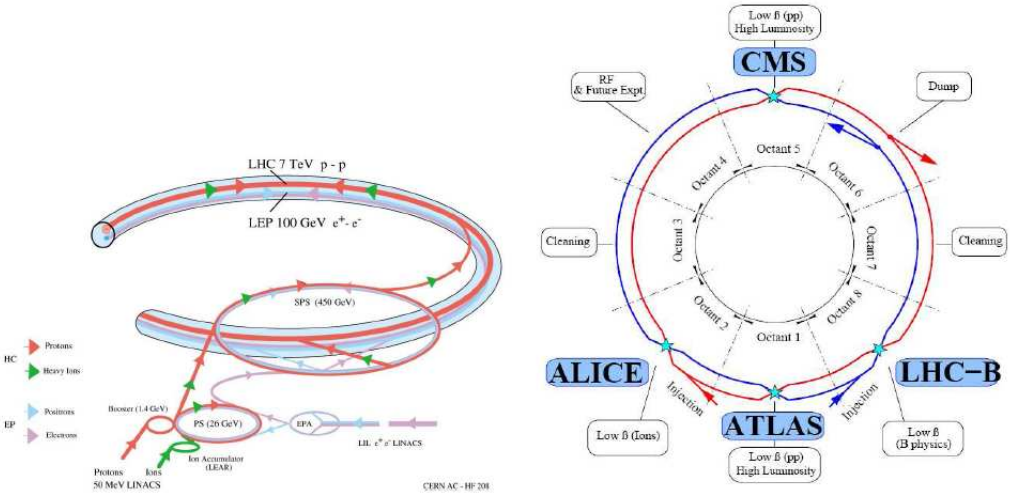

Figura 2.1: Sistema de aceleradores del CERN y el Gran Colisionador de Hadrones.

El LHC está diseñado para acelerar protones a 7 TeV, alcanzando energías de centro de masa de 14 TeV y una luminosidad de 10^{34} cm^{-2}s^{-1}. Durante el año 2010, las colisiones se realizaron a 3.5 TeV por haz (7 TeV de energía de centro de masa) y con una luminosidad que fue incrementándose hasta alcanzar los 2×10^{32} cm^{-2} s^{-1} en Octubre.

[1] CERN son las siglas en francés de *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*

El diseño contempla trenes de 2808 paquetes de $\sim 10^{11}$ protones cada uno, espaciados temporalmente en 25 ns.

Para acelerar los haces de protones y mantenerlos en sus orbitas circulares el LHC cuenta con 1232 dipolos magnéticos superconductores que generan un campo magnético de 8.4 T enfriados a 1.9 K. 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 de ultra alto vacío separadas a presión de 10^{-10} torr.

Nomenclatura en ATLAS

La dirección del haz define el eje z, y el plano $x-y$ es el plano transverso a la dirección del haz. El eje x positivo es el que apunta desde el punto de interacción hacia el centro del anillo del LHC, y el eje y positivo el que apunta hacia arriba. El ángulo azimutal ϕ se mide alrededor del eje del haz, y el ángulo polar θ es el ángulo desde el eje del haz. La pseudorapidez se define como $\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$, la aproximación de masa nula de la rapidez $y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$. El momento transverso p_T y la energìa transversa E_T, se definen como las variables en el plano $x-y$. La distancia ΔR en el espacio de pseudorapidez y el ángulo azimutal es definida como $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$.

2.1. Detector ATLAS

ATLAS es un detector de partículas multipropósito del LHC diseñado y construido para estudiar las colisiones protón-protón a una energía de centro de masa de hasta 14 TeV. El nombre significa ***A*** ***T****orodial* ***L****HC aparatu****S***.

2.1.1. Concepto general del Detector

Los criterios básicos para el diseño del detector de ATLAS fueron:

- Un muy buen calorímetro electromagnético para la identificación y medidas de fotones y electrones, complementado con un calorímetro hadrónico para las medidas precisas de *jets* y energía transversa perdida.

- Medidas de alta precisión de momentos de muones, con la capacidad de garantizar mediciones precisas a la mas alta luminosidad usando sólo el espectrómetro de muones externo.

- Alta eficiencia de la detección de trazas a alta luminosidad para medidas de momentos de leptones con alto p_T, identificación de electrones y fotones, identificación de τ, y capacidad de reconstrucción total de eventos con luminosidad baja.
- Gran aceptancia en pseudorapidez (η) cubriendo casi todo el ángulo azimutal (ϕ) en todo el detector.
- Selección y medidas de partículas con bajo p_T, proveyendo alta eficiencia para la mayor parte de los procesos físicos de interés en el LHC.

El esquema general del detector se muestra en la figura 2.2, donde se señalan los componentes principales. ATLAS está diseñado en capas de subdetectores que cumplen diferentes roles en la identificación de las partículas producidas en las colisiones pp del LHC. Desde el punto de colisión hacia afuera ATLAS se compone de un detector de trazas subdividido a su vez en un detector de píxeles (o capa B), un detector de bandas de silicio (SCT) y un detector de radiación de transición (TRT).

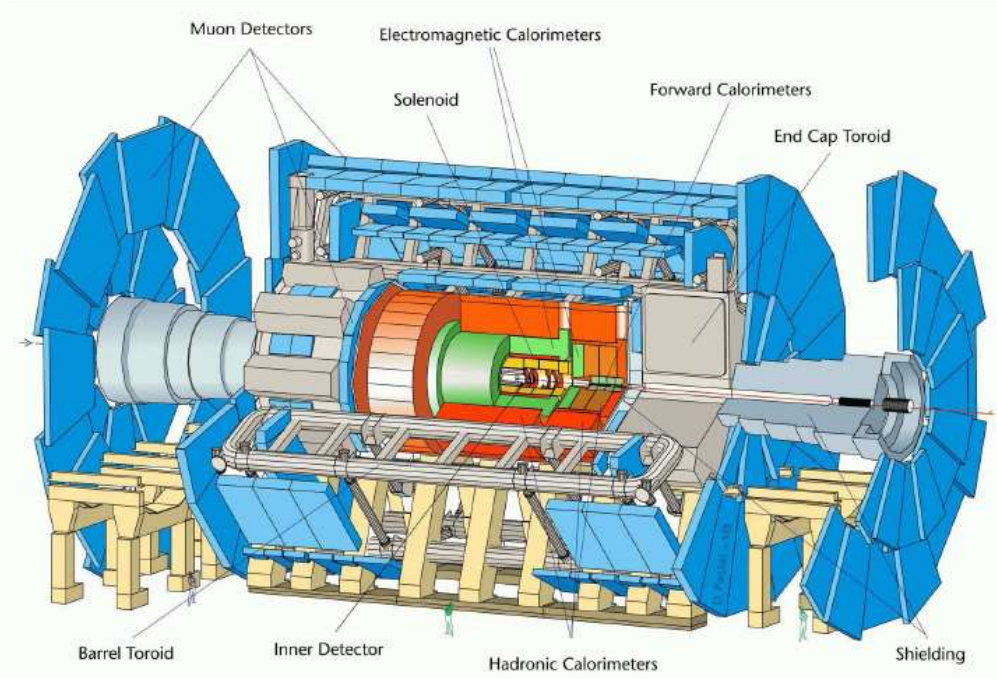

Figura 2.2: Esquema general del detector de ATLAS

Envolviendo este detector interno 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 para medir

la energía cinética de electrones y fotones, y posteriormente el calorímetro hadrónico para medir la energía de los *jets* de hadrones.

En la capa más externa se encuentra el espectrómetro de muones que le da a ATLAS el tamaño total de aproximadamente 45m de largo y más de 25m de alto. Intercalado con éste se encuentra el sistema de toroides que genera el campo magnético de ∼4 Tesla para curvar la trayectoria de los muones hacia el final de su pasaje por el detector ATLAS.

El detector ATLAS se divide geométricamente en dos regiones, la región del barril (la parte central, *barrel*) y la región de las tapas (ambos extremos, *end-cap*). En cada una de estas regiones la ubicación de los subdetectores es distinta. En la región del barril, los subdetectores están ubicadas como cilindros concéntricos, mientras que en la región de las tapas están ubicados como discos consecutivos.

2.2. Los subdetectores de ATLAS

2.2.1. El detector interno

El esquema del detector interno se muestra en la figura 2.3[14]. Este sistema combina detectores de muy alta resolución para distancias cortas al punto de interacción con detectores continuos de trazas a distancias más lejanas. El detector interno está contenido dentro del solenoide que provee un campo magnético nominal de 2T.

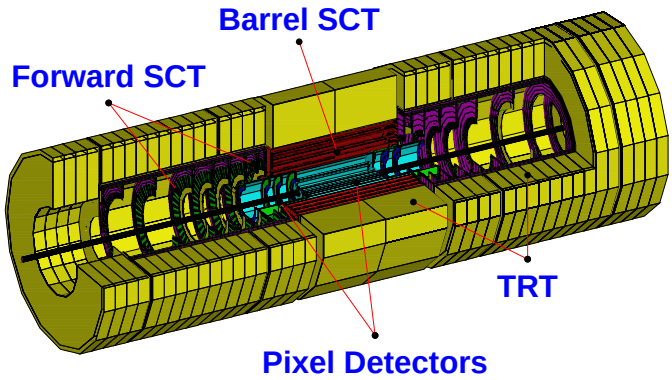

Figura 2.3: Esquema del detector interno

Pixel

Más cerca del punto de interacción se encuentra el detector de píxeles que se compone de tres capas en el barril (a 4cm, a 10cm y a 13 cm del tubo del haz de protones) y tres discos en cada tapa. Proveen mediciones de altísima precisión y granularidad tan cerca

del punto de interacción como es posible. El sistema contiene en total 80 millones de elementos de 14x115 μm en (Rϕ,z), capaces de resolver la posición de las partículas mejor que 14μm.

SCT

Por fuera del detector de píxeles se encuentra el detector semiconductor de trazas (SCT) que consta de ocho capas de detectores de micro bandas de silicio que provee puntos de alta precisión en las coordenadas (Rϕ,z). La resolución espacial es de 16 μm en Rϕ y de 580 μm en z y tiene 6.2 millones de canales. Las trazas pueden distinguirse si están separadas más de $\sim$200 μm. El SCT cubre el rango de pseudorapidez de $|\eta|$ <2.5.

TRT

La parte más externa del detector de trazas es el detector de radiación de transición (TRT). Este detector está basado en el uso de detectores tubos que pueden operar a alta frecuencia de eventos gracias a su pequeño diámetro (4mm) y la aislación de sus hilos centrales en volúmenes de gas individuales.

El TRT además de detectar el pasaje de partículas cargadas, detecta la radiación de transición que permite distinguir entre partículas cargadas pesadas y livianas. La separación entre señales de trazas y de radiación por transición se hace analizando tubo por tubo impactos de alto umbral e impactos de baja señal. El largo de los tubos varía segun la zona del detector, llegando hasta los 144 cm en la zona del barril. El Barril contiene 50000 tubos y las tapas contienen 320000 tubos orientados radialmente. El número total de canales es de 420000 y la resolución espacial es de 0.17mm.

2.2.2. Calorímetros

Una vista de los calorímetros de ATLAS puede verse en la figura 2.4. Consiste en un calorímetro electromagnético cubriendo la región de pseudorapidez $|\eta| < 3.2$, un calorímetro hadrónico en la sección *barrel* cubriendo la región $|\eta| < 3.2$, calorímetro hadrónicos en las *end-cap* cubriendo la región $1.5 < |\eta| < 3.2$, y calorímetros *forward* cubriendo $3.1 < |\eta| < 4.9$.

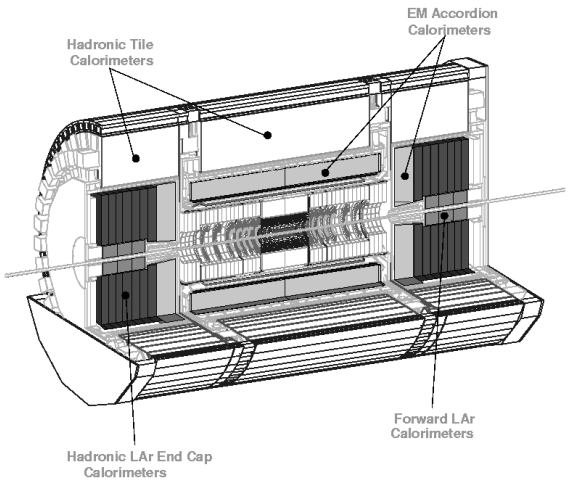

Figura 2.4: Esquema general del calorímetro del detector de ATLAS

Calorímetro electromagnético

El calorímetro electromagnético [15] se divide en una parte central (*barrel*): $|\eta|$ <1.475) y los extremos (*end-caps*): 1.375< $|\eta|$ <3.2. El barril está compuesto por dos mitades, separadas por una distancia pequeña (6 mm) a $z = 0$. 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 calorímetro electromagnético es un detector de muestreo de Argón Líquido (LAr) con electrodos de kaptón en forma de acordeón y planchas absorbentes de plomo. El espesor total del calorimetro electromagnetico es >24 X_0 en el barril y >26 X_0 en las tapas, (X_0 = longitud de radiación).

En la región dedicada a los estudios de física de precisión ($|\eta|$ <2.5) el calorímetro electromagnético está segmentado en tres secciones longitudinales.

La sección de las bandas (*strips*) que tiene un espesor constante de ∼6 X_0 en función de η, está equipado con bandas finas de 4 mm de largo en la dirección η. Esta sección actúa como un detector de pre-cascada (*pre-shower*) aumentando la capacidad de identificación de partículas, (como por ejemplo la distinción entre γ y π_0 o entre electrón y $\pi^{\pm}$) y dando una precisa medición de la posición en η.

La sección del medio está segmentada transversalmente en torres cuadradas de $\Delta\phi \times \Delta\eta$ =0.025 × 0.025 (4 × 4 cm^2 en $\eta = 0$). El espesor total del detector hasta el final de

la sección del medio es $\sim 24X_0$.

La sección mas 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.

Calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico de ATLAS [16] cubre el rango $|\eta| < 4.9$ usando diferentes materiales.

La parte del barril de este sistema 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.

La estructura es 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.

El calorímetro de tejas se extiende radialmente desde un radio interno de 2.28 m hasta un radio externo de 4.25 m.

En la región de las tapas, el calorímetro hadrónico consiste en dos ruedas de 2.3 m de radio, perpendiculares al tubo del haz, hechas con placas de cobre y tungsteno como material absorbente y argón líquido como material activo. Estos detectores extienden la aceptancia del calorímetro de ATLAS hasta prácticamente cubrir el ángulo sólido del punto de colisión.

2.2.3. Espectrómetro de muones

Los muones de alto p_T generados en el punto de interacción tienen un altísimo poder de penetración y son poco interactuantes. Por ello el espectrómetro de muones [17] se encuentra situado en la parte más exterior del detector ATLAS, alrededor del sistema de imanes de toroides, y está diseñado para obtener mediciones de alta precisión de posición e impulso de muones de alto p_T.

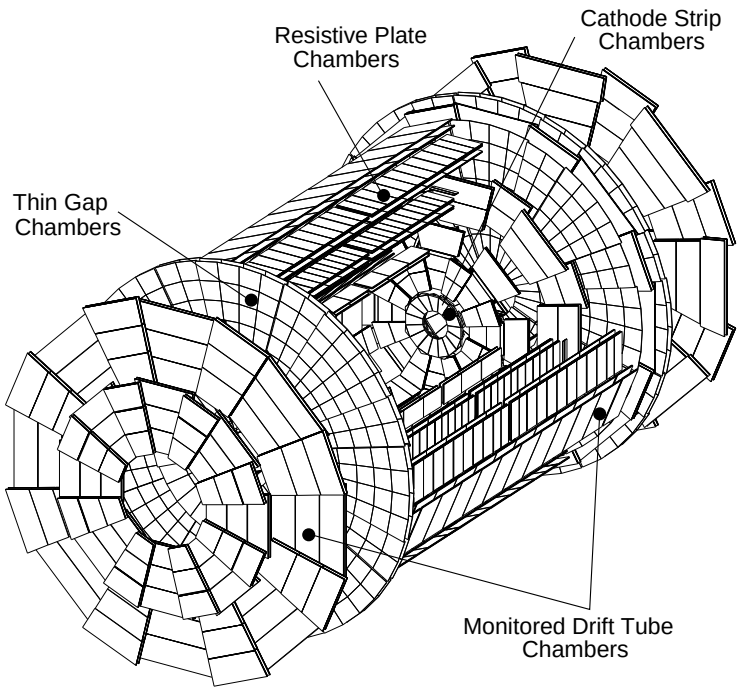

Figura 2.5: Espectrómetro de muones del detector de ATLAS

La figura 2.5 muestra un esquema del espectrómetro de muones de ATLAS. Es el subdetector más grande y el que le da a ATLAS su tamaño.

La región del barril está compuesta por tres capas concéntricas de cámaras de trigger y de cámaras de precisión posicionadas a 5m, 7.5m y 10m del tubo del LHC, cubriendo la región $|\eta| < 1$. Las regiones de las tapas están compuestas por cuatro capas de cámaras de trigger y cámaras de precisión a $|z|$= 7.4m, 10.8m, 14m y 21.5m 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.

2.3. 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 MC. También provee acceso a los datos crudos (sin procesar) para monitorear, calibrar y alinear

el detector en tiempo real. El modelo computacional de ATLAS usa la computacion GRID para organizar la jerarquía de los accesos a los datos y para compartir los recursos de computación, de almacenamiento y de acceso a los datos para todos los miembros de toda la colaboración.

El análisis final a nivel del usuario puede o bien ser implementado en ATHENA (*framework* de todo el *software* de ATLAS) usando herramientas/algoritmos existentes e implementación en este entorno de análisis propios o bien pueden ser implementados en ROOT[18] si los datos a usar están en formato DPD o *ntuplas* de ROOT. Este último fue el software utilizado para el análisis realizado en este Trabajo de Diploma.

2.4. La toma de datos de ATLAS del 2010

La toma de datos en ATLAS está ordenada jerárquicamente según la duración en tiempo en:

Bloques de luminosidad: Duran aproximadamente 2 minutos de modo que abarcan del orden de 25000 eventos y están identificados con un número único dentro del *Run* (cada nuevo *Run* inicia con bloque de luminosidad número 1). La lista de ítems del menú del trigger y los valores de los *pre-scale* no cambian mientras dure el bloque de luminosidad.

***Run*:** Dura entre pocas horas y (a lo sumo) poco más de un día, dependiendo de las condiciones del detector, la vida media del haz en el LHC, etc. y están identificados con un número único. Un *Run* agrupa un gran número de bloques de luminosidad. Durante la corrida pueden haber cambios en los *pre-scale* de los triggers y cambios en el menú del trigger. Cada uno de estos cambios suceden de un bloque de luminosidad o otro.

Período: Duran del orden de un mes y están identificados por una letra y el año de la toma de datos (ej, Periodo G, 2010). Se pueden subdividir a su vez en sub-períodos, cada uno de ellos identificados por un número. Durante 2010, el cambio de período se dió junto con algún cambio importante en la toma de datos, como por ejemplo el encendido del HLT, o la actualización de los cortes de selección del trigger, o el aumento sustancial de luminosidad instantánea.

La tabla 2.1 muestra una lista de los períodos definidos en la toma de datos de ATLAS del 2010 en colisiones pp, algunos de las cuales fueron utilizados para el análisis presentado en este Trabajo de Diploma.

Período	Sub períodos	Rango de Runs	L. int. $[pb^{-1}]$
A	-	152166-153200	0.4
B	B1,B2	153565-155160	8
C	C1,C2	155228-156682	8
D	D1-D6	158045-159224	320
E	E1-E7	160387-161948	1200
F	F1,F2	162347-162882	2000
G	G1,G6	165591-166383	9100
H	H1,H2	166466-166964	9300
I	I1,I2	167575-167844	23000

Tabla 2.1: Definición de períodos en ATLAS.

Capítulo 3

Sistema de Trigger de ATLAS

3.1. Conceptos Básicos

El sistema de trigger de ATLAS es el encargado de seleccionar los eventos que pueden ser de interés físico, utilizando criterios simples y de forma rápida, debido a que sólo una fracción del total de los eventos pueden ser almacenados.

El experimento de ATLAS fue diseñado para cubrir la física de las colisiones protón-protón con una energía de centro de masa de hasta 14 TeV. Entre sus principales objetivos se encuentra el entender el origen del rompimiento de la simetría electrodébil, que puede manifestarse en la observación del bosón de Higgs, y también la búsqueda de nueva física mas allá del Modelo Estándar. La búsqueda de nuevas partículas pesadas con masas del orden del TeV implica la observación de objetos con alto p_T, como leptones cargados, fotones, *jets* (con o sin *b-taggging*), o energía perdida. En el LHC, el intervalo extremadamente corto entre cruces de *bunches* de protones y el alto número de eventos producido en cada cruce, hacen que el sistema de trigger (selección *online*) de ATLAS sea una de los mayores desafios.

Cabe destacarse que la selección tiene que cubrir un rango muy grande de valores de sección eficaz para los distintos procesos, ver figura 3.1. La frecuencia de interacción está dominada por la parte inelástica de la sección eficaz total, con una sección eficaz pp de aproximadamente 70 mb.

La selección *online* tiene que proveer una selección eficiente y no sesgada, manteniendo los alcances del detector y debe ser extremadamente flexible, para poder operar en el entorno del LHC, con unos 23 eventos inelásticos por cruce de haz cada 25 ns. Esto implica que el trigger de ATLAS debe reducir la frecuencia de interacción de entrada de $\sim$ 1 GHz al ancho de banda almacenable de eventos de 200 Hz.

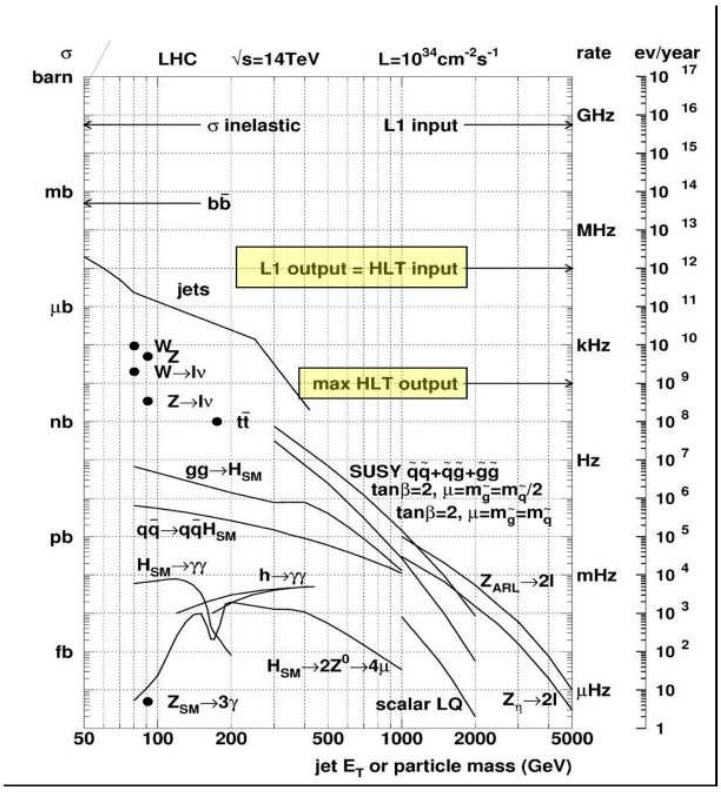

Figura 3.1: Secciones eficaces y frecuencia de eventos esperada para varios procesos físicos a la luminosidad y energía de centro de masa de diseño del LHC

3.1.1. Objetos físicos para la selección de eventos *online*

El trigger de ATLAS se basa en el concepto de "objetos" físicos (muones, electrones, fotones, *jets*, etc)[19]. Los candidatos a objetos son primeramente identificados y reconstruidos en el primer nivel del trigger (L1). El procesamiento posterior en el nivel mas alto del trigger refina esta reconstrucción, rechazando objetos falsos y mejorando la precisión de los parámetros medidos. Los objetos físicos mas importantes están detallados y descriptos a continuación:

- Electrones($|\eta| < 2.5$): el criterio de selección para electrones incluye un análisis detallado de la forma de las lluvias de partículas secundarias en los calorímetros electromagnéticos, la búsqueda de trazas de alto p_T en el detector interno, y el ajuste entre las trazas y los *clusters* para determinar el impulso de dichas partículas. Para mejorar la identificación se usa, por ejemplo, correcciones por *Bremsstrahlung*, y criterios de aislamiento.

- Fotones ($|\eta| < 2.5$): al igual que en el caso de los electrones, la selección de fotones se basa en el análisis detallado de la forma de las lluvias en ambos calorímetros (electromagnético y hadrónico), criterios de aislamiento y la reconstrucción de fotones convertidos para lo que se utiliza información de detector interno.
- Muones($|\eta| < 2.5$): utilizando la información del espectrómetro de muones se determina el impulso y la carga de los muones. Para refinar esta información se buscan posibles trazas en el detector interno y se las ajusta con la trazas del espectrómetro.
- $\tau(|\eta| < 2.5)$: la selección de taus utiliza un análisis en las formas de la lluvia en el calorímetro para identificar *jets* de hadrones angostos. Estos pueden ser ajustados con una o más trazas encontradas en el detector interno. También se puede aplicar criterios de aislamientos.
- *Jets* ($|\eta| < 2.5$): la selección de *jets* está basada generalmente en información del calorímetro, y puede refinarse utilizando incluyendo información de trazas cargadas.
- *b-jets* ($|\eta| < 2.5$) la selección comienza con los *jets* seleccionados. Las trazas asociadas encontradas en el detector interno se usa para buscar, por ejemplo, la presencia de vértices secundarios.
- $E_T^{miss}(|\eta| < 4.9)$: la definición de la energía transversa perdida se basa en la información de todo el calorímetro, y puede mejorar utilizando la información de los muones observados.
- $\sum E_T(|\eta| < 4.9)$: nuevamente el cálculo se basa en la información completa del calorímetro, con correcciones adicionales a partir de los muones reconstruidos. Una definición alternativa puede hacerse usando sólo *jets* reconstruidos.

3.1.2. Trigger

El menú del trigger se divide en diferentes partes que se detallan a continuación:

- Trigger físicos inclusivos: forman la base de la selección online y son elegidos para garantizar que se cubra toda la física de interés.
- Triggers físicos prescaleados[1]: se utilizan para extender el rango de física de ATLAS

[1]Cuando la tasa de salida de datos de un dado ítem de trigger es superior a la permitida por el ancho de banda, es posible aplicar un factor de *prescale*, para que el trigger sea evaluada una menor cantidad de veces, y así reducir la tasa y poder mantenerlo activo. Por ejemplo un factor de *prescale* de 2 significaría que el trigger será evaluado una vez por cada dos eventos.

usando por ejemplo, selecciones inclusivas con umbrales mas bajos. Sirven también para entender procesos de fondo y la *performance* del detector.

- Triggers físicos exclusivos: extienden la cobertura de procesos físicos de ATLAS.
- Triggers de monitoreo y calibración: se dedican al mejor entendimiento de la performance del detector, basados en procesos físicos ya conocidos.

El trigger de ATLAS está compuesto por tres niveles para la selección de eventos [20], como se muestra en la figura 3.2. El nivel 1 (L1) esta basado íntegramente en hardware, el nivel 2 (L2) y el nivel 3, llamado *Event Filter* (EF) (estos dos últimos juntos forman lo que se denomina *High Level Trigger* o HLT) están basados en algoritmos a nivel de software. El objetivo del trigger de ATLAS es reducir la salida de datos de una taza inicial de frecuencia de cruces de *bunches* de protones de 40 MHz a una taza de aproximadamente 200 Hz, seleccionando los eventos mas interesantes para el análisis físico.

3.1.3. Nivel 1 (L1)

A la luminosidad de diseño, el nivel 1 recibe datos a una tasa de aproximadamente 40 MHz y tiene un tiempo de 2.5 μs para tomar la decisión y reducir la taza de datos a aproximadamente 75 kHz. Este nivel tiene acceso a la información del calorímetro y el detector de muones. En el calorímetro la decisión se basa en la multiplicidad y el umbral de los siguientes objetos: *cluster*s electromagnéticos, τ, *jets*, energía transversa perdida (E_T), suma escalar de E_T ($\sum E_T$) en el calorímetro y energía total transversa de los *jets*.

3.1.4. Nivel 2 (L2)

El nivel 2 del trigger (L2) está basado en software. La selección se basa en las regiones de interés (RoIs) identificadas en el L1 y usa información del detector con una granularidad mas fina para el análisis del objeto identificado en el nivel 1. Cada objeto aceptado por el L1, crea una "semilla" que consiste en el umbral de p_T y la posición en η y ϕ, que los algoritmos del L2 usan para construir una RoI alrededor de esa posición. El tamaño de la RoI es determinado por los algoritmos del L2 dependiendo del tipo de objeto que generó el disparo (*trigger*). Luego, estos algoritmos, usan estas RoI para acceder y analizar la información en dichas posiciones de interés. De esta forma, al tener

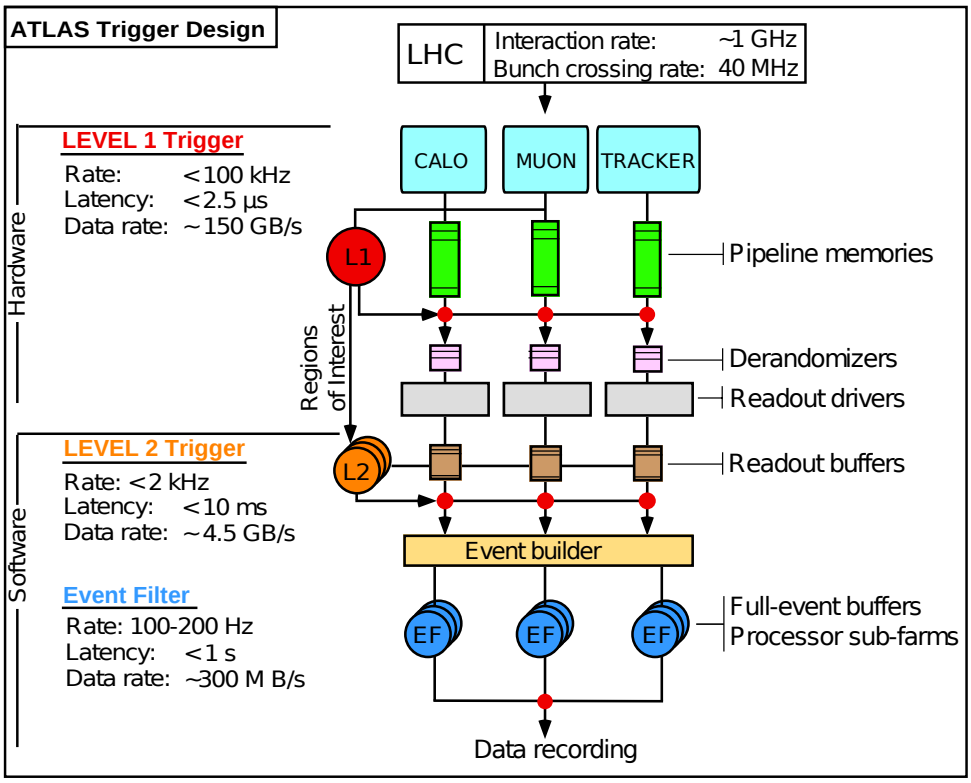

Figura 3.2: Esquema del trigger de ATLAS

que mover, descomprimir y analizar unicamente la información local alrededor de estas regiones seleccionadas por el nivel 1, se reducen los tiempos de procesamiento y el ancho de banda de información requerido.

En promedio, el L2 puede iniciar el procesamiento de un nuevo evento cada 10 μs, y el tiempo disponible para el procesamiento es de aproximadamente 40 ms, que incluye el tiempo de transferencia de la información. El L2 debe reducir la tasa de información de aproximadamente 75 kHz a 2 kHz.

3.1.5. *Event Filter* (EF)

La última selección *online* es llevada a cabo por algoritmos en el último nivel del trigger, el *Event Filter (EF)*. El EF recibe los eventos aceptados por el L2 a una tasa de aproximadamente 2 kHz y debe reducirla a aproximadamente 200 Hz, que corresponde a una tasa de información de 300 MB/s. Para esto dispone de un tiempo de 4 s. La salida está limitada principalmente por la capacidad de almacenamiento. Como el L2, el EF trabaja también utilizando un método de "semilla", aunque éste tiene acceso a la información completa del detector. Cada objeto aceptado por el L2 es usado para alimentar la

secuencia de algoritmos del EF que proveen un análisis mas refinado y completo. A diferencia del L2, el EF usa básicamente los mismo algoritmos que la reconstrucción *offline*.

3.2. Trigger e/γ

Los eventos con fotones y electrones en el estado final son importantes para muchos análisis de física en el LHC. Una buena selección de los electrones y fotones a nivel de trigger es importante para una gran variedad de análisis en la búsqueda de nueva física, como la del bosón de Higgs, SUSY, etc., y también para medidas de precisión en física del Modelo Estándar, como la masa del *quark top* y propiedades del bosón W, decaimientos B raros, medida de secciones eficaces de producción de fotones directos, etc.

El trigger e/γ necesita cubrir un rango de energías desde los pocos GeV hasta varios TeV. Algunos ejemplos de canales físicos importantes con fotones o electrones en el estado final se describen en la tabla 3.2.

Momento	Ejemplos de procesos importantes
bajo $p_T \sim$ 5 - 15 GeV	$B_s \rightarrow K^*\gamma$ $J/\psi \rightarrow ee$
medio $p_T \sim$ 20 - 10 GeV	H $\rightarrow \gamma\gamma$ (para m(H) $<$ 130 GeV) Producción de fotones directos
alto $p_T \sim$ 100 - 1000 GeV	pp $\rightarrow ee^* \rightarrow ee\gamma$

Tabla 3.1: Ejemplos de algunos de los procesos importantes que requieren una buena selección de fotones y electrones.

Los algoritmos del trigger deben optimizarse en términos de la *performance* física (eficiencia de señal, rechazo del fondo, etc.) y la *performance* del sistema (tiempo de ejecución por ejemplo). El menú de trigger tiene que asegurar una buena selección en los canales físicos mencionadas dentro de las tasas permitidas para las diferentes luminosidades de trabajo del LHC. En la figura 3.3, se muestran la tasas del trigger para los distintos niveles, para un día en particular de operación de ATLAS.

3.2.1. Selección de fotones y electrones

Para poder aprovechar todo el potencial del LHC, el calorímetro electromagnético de ATLAS debe ser capaz de identificar eficientemente electrones y fotones dentro de un

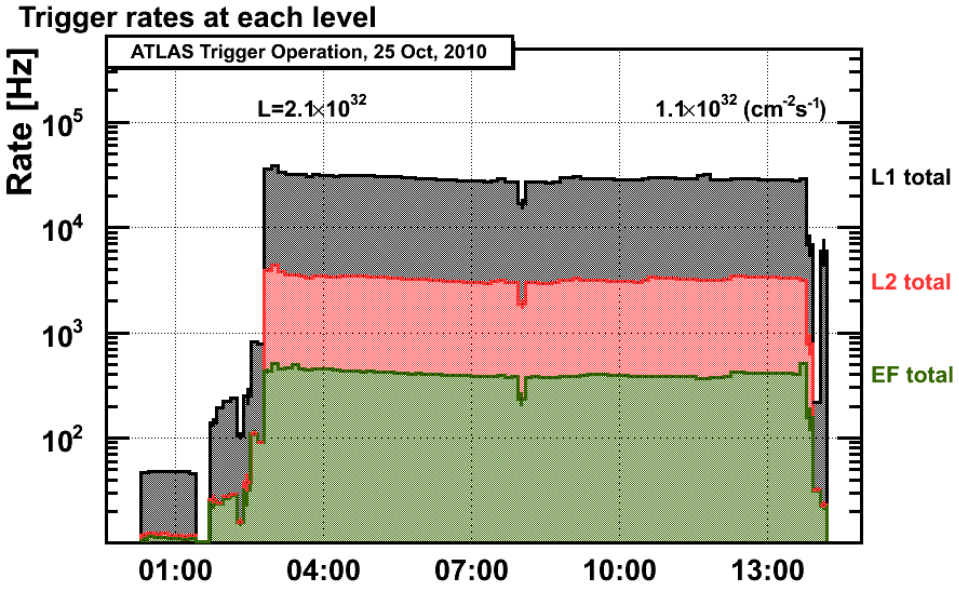

Figura 3.3: Tasas del trigger para los distintos niveles del día 25 de Octubre de 2010 de operación de ATLAS

rango de energía grande (entre 5 GeV y 5 TeV), y poder medir sus energías con una linealidad mejor a 0.5 %.

En esta sección se describirá como se realiza la selección de electrones y fotones por parte del trigger, en los diferentes niveles del mismo.

Candidatos a fotón y electrón

Para encontrar y reconstruir los *cluster* electromagnéticos se utiliza un algoritmo que se conoce como *"sliding window"*. Este algoritmo forma *clusters* rectangulares con un tamaño fijo, colocados de tal forma que maximicen la cantidad de energía dentro del *cluster*. El tamaño óptimo del *cluster* depende del tipo de partícula reconstruida y la región del calorímetro. Los electrones necesitan *clusters* mas grandes que los fotones debido a la alta probabilidad de interacción de éstos en el material que atraviesan y también debido al hecho de que estos se curvan en el campo magnético, radiando fotones en un rango de ϕ. El software de reconstrucción crea entonces muchas colecciones de *clusters*, correspondientes a diferentes tamaños de ventanas. Estos *clusters* son el punto inicial de la calibración y selección de los candidatos a fotones y electrones.

Si bien en muchos aspectos son similares, los candidatos de electrón y fotón son tratados de forma separada. Para cada uno de los *clusters* reconstruidos, el algoritmo de re-

construcción trata de encontrar una traza que se ajuste, dentro de una ventana $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de 0.005×0.10, con momento p compatible con la energía del *cluster* E ($E/p < 10$). Si encuentra una, el algoritmo chequea por la presencia de una conversión asociada. Cuando hay una traza asociada y no hay conversión presente se crea un candidato a electrón. De otra forma, el candidato se clasifica como fotón.

Esta clasificación temprana permite aplicar diferentes correcciones a los candidatos de uno u otro tipo. Es el punto inicial de una identificación mas detallada basada en la forma de las lluvias, en la que se definen distintos niveles de calidad tanto para electrones como para fotones (por ejemplo, *loose* o *tight*, ver sección 3.2).

Selección a Nivel 1

A nivel 1 del trigger se utiliza la información del calorímetro electromagnético y hadrónico, en la forma de torres de trigger (*Trigger Towers*, TT). Una torre de trigger (ver Figura3.4) tiene una dimensión de aproximadamente 0.1 x 0.1 en $\eta \times \phi$. En cada una de estas regiones todas las celdas son sumadas en toda su profundidad en ambos calorímetros (electromagnético y hadrónico). El algoritmo de selección del nivel 1, se basa en ventanas de 4×4 TT, en las que se buscan máximos locales.

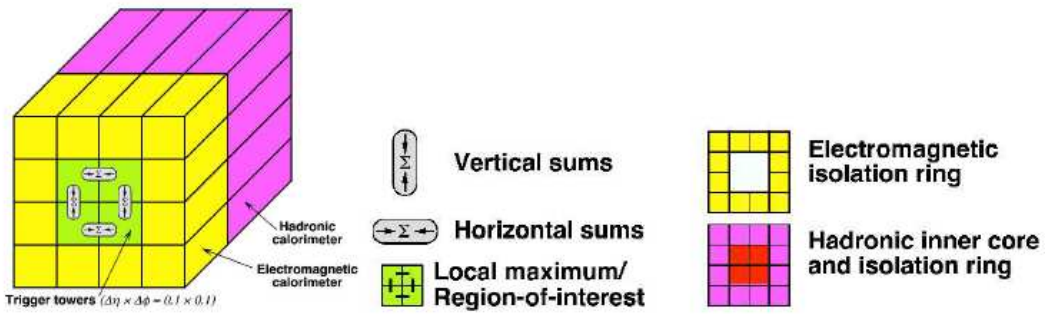

Figura 3.4: Definición de las torres del trigger para la selección a nivel 1 del trigger.

Un objeto de trigger se considera que tiene un candidato a electrón o a fotón si se satisfacen los siguientes requerimientos:

- El *cluster* central (*core*) de 2×2 TT (electromagnético y hadrónico) es un máximo local en E_T. Este requerimiento previene el conteo doble de *clusters* debido al solapamiento de ventanas.

- La más energética de las cuatro combinaciones de dos TT vecinas en el calorímetro electromagnético superan el umbral electromagnético.

Además, para controlar su tasa en el ancho de banda definido, pueden imponerse condiciones de aislamiento, imponiendo umbrales a las siguientes variables,

- E_{isol}^{EM}: La E_T total en las doce TT (EM) que rodean el *cluster* central de 2×2.
- E_{core}^{HAD}: La E_T total en las cuatro TT del calorímetro hadrónico atrás del núcleo central de 2×2 en el calorímetro electromagnético.
- E_{isol}^{HAD}: La E_T total en las doce TT que rodean el núcleo central de 2×2 en el calorímetro hadrónico.

Selección a Nivel 2

El nivel 2 es alimentado por las regiones de interés (RoI) electromagnéticas provistas por el L1. El L2 recibe el objeto reconstruido del L1 con posiciones η y ϕ y E_T que haya pasado el umbral correspondiente. El nivel 2 accede a la información del detector alrededor de esa posición y aplica los algoritmos de reconstrucción del trigger, los cuales están caracterizados por su velocidad y robustez. La selección de fotones, y también de electrones, hacen uso de la granularidad y precisión completa del detector. Para identificar los electrones y fotones se calculan la energía transversa del *cluster* y algunas variables que dependen de la forma de la lluvia (*shower shape variables*) para las diferentes capas del calorímetro electromagnetico. La selección de electrones usa además información del detector interno, específicamente se reconstruyen las trazas en el detector interno y se ajustan con los *cluster* en el calorímetro.

Para la selección basada en el calorímetro, se recupera la información de las celdas del calorímetro en una ventana de 0.4×0.4 en $\eta \times \phi$. Los algoritmos del L2 escanean las celdas en la segunda capa del calorímetro electromagnético y buscan la celda con mayor E_T. Luego, se construye un *cluster* de 0.075×0.175 en $\eta \times \phi$ alrededor de esta celda. El mayor tamaño del *cluster* en ϕ reduce las colas de baja energía debidas a la conversión de fotones y al *Bremsstrahlung* de los electrones. Los electrones y los fotones depositan casi toda su energía en el calorímetro electromagnético y depositan menos del 1 % en el hadronico. Además, las lluvias de electrones y fotones son típicamente mas chicas en el plano transversal a su dirección que las lluvias de *jets*. Estas cantidades se usan para seleccionar una muestra con poco fondo, de electrones y fotones.

Los algoritmos usan las siguientes cantidades:

- **Energía transversa del *cluster* electromagnético (E_T^{EM}):** Debido a la dependencia en energía de la sección eficaz de los *jets*, un corte en E_T^{EM} provee un buen rechazo contra el fondo de *jets* para un dado proceso con alto p_T.

- **Energía transversa en la primer capa del calorímetro hadronico (E_T^{HAD}):** Se pide que esta variable tenga valores por debajo de un dado umbral. Se relaja para triggers de alto E_T (arriba de 90 GeV).

- **Forma de la lluvia en la dirección de η en la segunda capa del calorímetro EM:** La relación entre la energía depositada en una región de 3×7 y 7×7 celdas, $R_{core} = \frac{E_{3x7}}{E_{7x7}}$. Los electrones y fotones depositan la mayor parte de su energía en el *cluster* de 3×7, por lo que esta relación es típicamente mayor al 80 %.

- **Búsqueda del segundo máximo en la primera capa del calorímetro EM**: Después de aplicar los cortes en el calorímetro hadrónico y la segunda capa EM, sólo quedan *jets* con poca actividad hadrónica y pequeñas lluvias. La alta granularidad en pseudorapidez en el primer sampling del calorímetro EM permite chequeos de subestructuras dentro de la lluvia para poder rechazar mejor el fondo de por ejemplo, π^0 decayendo en fotones. Para esto se examina la energía depositada en una ventana de 0.125×0.2. La lluvia se escanea por un máximo local en η. Se calcula la diferencia entre la energía depositada en el bin con mayor energía, E_{1st}, y la energía depositada en el bin con el segundo máximo de energía, E_{2nd} dividido la suma de estas dos energías. $R_{strips} = \frac{E_{1st}-E_{2nd}}{E_{1st}+E_{2nd}}$. Esta relación tiende a 1 para electrones o fotones aislados, y tiende a 0 para fotones que vienen de un decaimiento de, por ejemplo, un π^0.

Si todos los criterios para la selección de electrones, basados en información del calorímetro, son satisfechos, se realiza una búsqueda de trazas frente al *cluster*, y los candidatos a electrones son identificados si existe una traza reconstruida que se ajuste al *cluster*.

Selección a EF

A nivel de EF, se usan los mismos algoritmos de reconstrucción que en la reconstrucción *offline*, con una diferencia importante, que es que la *offline* se realiza una sola vez por evento accediendo a toda la información del detector, mientras que a nivel de EF se usa una aproximación distinta. Se corren los algoritmos varias veces por evento, una para cada RoI dada por el L2, accediendo sólo a una muestra de toda la información. Además, comparado al L2, se utilizan mas variables de forma de la lluvia. Junto con calibraciones mejoradas esto resulta en una buena reducción en la tasa de información.

Así, se buscan los *cluster* EM y reconstruyen en RoIs del tamaño de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.4 \times 0.4$. El algoritmo del EF que construye los *clusters*, busca por un máximo local con

la granularidad del calorímetro de las TT. Para la reconstrucción de fotones y electrones sólo se utiliza la información del calorímetro electromagnético, en contraste al L2, en el que se utiliza además información del calorímetro hadrónico. Los *clusters* deben tener una E_T por encima de un dado umbral. El tamaño del *cluster* por defecto es de 0.125×0.125 (a diferencia de la reconstrucción *offline* en la que se usan distintos tamaños de ventanas, el EF usa un único tamaño). Una vez que el algoritmo encuentra un *cluster* se computan los parámetros del mismo (energía, posición, etc.) y se refinan aplicando herramientas de corrección (calibración de la posición y la energía). Además, a partir del uso de información de un grupo de centelladores, se puede hacer una corrección para la zona de transición entre *barrel* y *end-cap*. Para el caso de electrones, se reconstruyen las trazas en el detector interno.

Como ya se mencionó, la identificación de electrones y fotones a este nivel es muy similar a la *offline*. Para la selección se utilizan, la forma de la lluvia en el calorímetro, filtración en el calorímetro hadrónico y la E_T del *cluster* electromagnético. En comparación con el L2, se utilizan mas variables de forma de la lluvia. Junto con calibraciones mejoradas esto resulta en una buena reducción en la tasa de información.

3.2.2. Reconstrucción e identificación de fotones *offline*

Los fotones que nos interesan aparecen como objetos solos y aislados, depositando la mayor parte de su energía en el calorímetro electromagnético. La mayor fuente de fondo para estos fotones, son los llamados fotones falsos (*fake*), que provienen de los *jets* altamente electromagnéticos que contienen una alta fracción de fotones debidos a decaimientos de hadrones, como por ejemplo, $\pi^0 \to \gamma\gamma$.

Teniendo en cuenta que el calorímetro electromagnético del detector de ATLAS está altamente segmentado con una granularidad en profundidad y en $\eta - \phi$ en la región barrel de 0.003×0.1, 0.025×0.025, y 0.05×0.025, respectivamente para el primer, segundo y tercer *sampling*, asistidos con un *pre-sampler* frente al calorímetro, los métodos de identificación de fotones de ATLAS deben ser mucho mas sofisticados que los utilizados en pasados experimentos.

Existen varios métodos para la identificación de fotones en ATLAS. A continuación se describe el método mas simple, basado en cortes en algunas variables características.

Para poder separar fotones reales de los fotones falsos resultantes de *jets*, se definen varias variables de discriminación, usando información de los calorímetros y del sistema interno de trazas. Los cortes en estas variables permiten obtener una alta eficiencia en la identificación de fotones. La información del calorímetro se usa para seleccionar eventos

que contienen lluvias electromagnéticas de alta E_T. El primer compartimento, que tiene la granularidad mas fina, permite el rechazo de lluvias de fotones que vienen de decaimientos de π^0.

Variables que usan información del calorímetro

En el calorímetro electromagnético, los fotones son objetos con un perfil "angosto", bien contenidos dentro del calorímetro, mientras que los fotones falsos provenientes de jets tienden a tener un perfil mas amplio y pueden depositar una parte mayor de su energía en el calorímetro hadrónico. Por estos motivos, las variables que dependen de la forma de la lluvia pueden ser usadas para rechazar *jets*.

- ***Filtración Hadrónica*:** Se define como la relación de la energía transversa en la primera capa del calorímetro hadrónico en una ventana $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.24 \times 0.24$ y la energía transversa del *cluster*. Los fotones reales son objetos puramente electromagnéticos, por lo tanto, su depósito de energía es casi totalmente en el compartimento EM del calorímetro. Los fotones falsos inducidos por jets contienen hadrones que van a penetrar más en el calorímetro depositando una fracción considerable en el calorimetro hadrónico.

- **Variables que usan el segundo compartimento de calorímetro electromagnético:** Las lluvias electromagnéticas depositan la mayor parte de su energía en la segunda capa del calorímetro electromagnético. Por esta razón se usan varias variables que miden la forma de la lluvia en este compartimento:

  - Los fotones reales depositan la mayor parte de su energía en la ventana de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ celdas. Las variables de forma de lluvia lateral son: R_η y R_ϕ, y están dadas por la relación de la energía reconstruida en una ventana de 3×7 y una de 7×7 celdas, y la relación entre una de 3×3 y una de 3×7, respectivamente. Debido al efecto del campo magnético que aumenta el ancho de la contribución de los fotones convertidos en la dirección de ϕ, R_ϕ es menos discriminante que R_η.
  - El ancho lateral en η se calcula en una ventana de 3×5 celdas usando la suma de energía pesada sobre todas las celdas. $w_2 = \sqrt{\frac{\sum(E_c \times \eta_c^2)}{\sum E_c} - \left(\frac{\sum(E_c \times \eta_c^2)}{\sum E_c}\right)^2}$, donde E_c es la energía depositada en cada celda, y η_c es la posición en η de la celda representada por el centro de la celda en la dirección en η. Por lo tanto, w_2 está dada en unidades de η. Se aplica una corrección como función del punto

de impacto dentro de la celda, para reducir el sesgo debido al tamaño finito de la celda.

- **Variables usando el primer compartimento del calorímetro EM:** Los cortes que se aplican en las variables del calorímetro hadrónico y la segunda capa del calorímetro electromagnético rechazan *jets* que contienen hadrones de alta energía y lluvias anchas. Los *jets* que contienen uno o múltiples hadrones neutros como π^0 y η, son la mayor contribución para los fotones falsos. La primera capa del calorímetro provee una muy buena granularidad en pseudorapidez. Por esto, la información de esta capa puede ser usada para identificar subestructuras en las lluvias y distinguir fotones aislados de dispersión fuerte y fotones de decaimientos de π^0 eficientemente. La forma lateral de la lluvia en las bandas (*strips*) de este sector del calorímetro es explotada para $|\eta| < 2.35$ donde la granularidad de las bandas es suficientemente fina,

  - Como el patrón de energía depositada de los fotones provenientes de π^0's tiene en general dos máximos, debidos al decaimiento $\pi^0 \to \gamma\gamma$, las lluvias se estudian en una ventana de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.2$ alrededor de la celda con la mayor E_T para buscar un segundo máximo. Si se encuentran mas de dos máximos el segundo mas alto es considerado. Las siguientes dos variables son construidas usando información del segundo máximo identificado.
    - $\Delta E_s = E_{max2} - E_{min}$, la diferencia entre la energía asociada al segundo máximo, E_{max2}, y la energía reconstruida en la *strip* con el valor mínimo,encontrada entre el primer y el segundo maximo, E_{min}.
    - $R_{max2} = E_{max2}/(1 + 9 \times 10^{-3} E_T/GeV)$, donde E_T es la energía transversa del cluster en el calorímetro electromagnético. El valor del segundo máximo de energía se corrige como función de la energía transversa del *cluster* para minimizar la sensibilidad hacia las fluctuaciones.
  - $F_{side} = [E(\pm 3) - E(\pm 1)]/E(\pm 1)$, la fracción de energía depositada fuera del núcleo de la lluvia de las tres *strips* centrales. La variable $E(\pm n)$ es la energía depositada en $\pm n$ *strips* alrededor de la *strip* con mayor energía.
  - $w_{s3} = \sqrt{\sum E_i \times (i - i_{max})^2 / \sum E_i}$, el ancho de la lluvia sobre las tres *strips* alrededor de la que tiene mayor energía. El índice i es el número de identificación de la *strip*, i_{max} el número de identificación de la *strip* con mayor energía, y E_i es el deposito de energía en la *strip* i, y w_{s3} es expresada en unidades de celdas y corregida por la dependencia del punto de impacto.

- w_{stot}, el ancho de la lluvia sobre las bandas, que cubren 2.5 celdas de la segunda capa.

Reconstrucción de fotones convertidos

La reconstrucción de fotones convertidos en el detector de ATLAS es importante debido a la variedad de medidas físicas que involucran decaimientos en objetos electromagnéticos. Como los fotones pueden convertirse en cualquier punto del detector interno en presencia de material, la capacidad para reconstruir conversiones depende fuertemente del tipo de algoritmo usado para la reconstrucción de trazas.

El proceso de reconstrucción de trazas consiste en dos secuencias principales, una reconstrucción de adentro hacia afuera (*inside-out*) para trazas de partículas cargadas originadas en la región de interacción y una reconstrucción de afuera hacia adentro (*outside-in*) para trazas originadas mas profundamente, en el interior del detector de trazas. Para las trazas reconstruidas se requiere un $p_T > 0.5$ GeV.

La reconstrucción de trazas es el primer paso hacia la reconstrucción de conversiones de fotones. El próximo paso es poder reconstruir el vértice de la conversión usando pares de trazas producidas por el fotón convertido.

Ahora, con estas herramientas, es posible reconstruir los fotones que convierten a una distancia no mayor a los 800 mm del punto de interacción. Más allá de ese radio, la eficiencia de la reconstrucción de trazas cae dramáticamente. El algoritmo de reconstrucción de conversiones corre dentro del software de reconstrucción del detector interno. Los componentes principales de este algoritmo son: la selección de trazas y su posterior clasificación, la formación de pares de trazas con carga opuesta, el ajuste de vértices y la reconstrucción de candidatos a vértices de fotones convertidos, y finalmente la reconstrucción de conversiones de una sola traza. Estos candidatos a fotones convertidos son almacenados para luego compararlos con los *cluster* electromagnéticos durante el siguiente nivel en la reconstrucción de eventos.

A partir de las variables antes explicadas se definen un conjunto de criterios de selección *loose* para la identificación de fotones[21]. Este consiste simplemente en cortes rectangulares de las tres variables E_T^{had}/E_T, R_η y w_2. Los valores de los cortes son los mismos para fotones convertidos o no, también son independientes de la energía del candidato pero dependen de la pseudorapidez. Los valores de los cortes fueron elegidos para

obtener una eficiencia del orden del 99 % con respecto a la reconstrucción para fotones directos verdaderos para energías transversas mayores a 20 GeV[22].

Usando variables de la primer capa, la variable R_ϕ de la segunda capa y selecciones mas ajustadas en las cantidades utilizadas al definir el criterio *loose* (R_η y w_2 y la filtración hadrónica), se define un criterio de seleccion *tight*, basado en cortes optimizados en cada una de estas variables discriminates. Al igual que al definir el criterio *loose*, los cortes en las variables son independientes de la energía, pero dependen de la pseudorapidez.

Otra variable importante para la identificación de fotones es la variable de aislamiento. La variable de aislamiento usada se calcula usando celdas del calorímetro de los dos calorímetros, en un cono de radio 0.4 en el espacio $\eta - \phi$ alrededor del candidato a fotón. A esta variable se le realizan algunas correcciones, por ejemplo se sustrae una pequeña filtración del fotón fuera de la region evaluada como función de la energía en muestras simuladas de fotones aislados. Se considera como un fotón "aislado" a los candidatos que tienen una energía de aislamiento menor a 3 GeV [21].

3.3. Menús del Trigger

En cada nivel del trigger se analizan los datos entrantes para seleccionar distintos tipos de partículas (electrón, fotón, muon, τ) o de *jet* de partículas o de E_T perdida.

Cada una de las selecciones del trigger de un dado menú, se llama ítem. En ATLAS los nombres de los ítems tienen un formato específico y representan el tipo de selección que efectúan, el umbral de p_T y el nivel del trigger al que pertenecen.

La convención de nombres para los triggers e/gamma usados en ATLAS es la siguiente: El nombre para los candidatos electromagnéticos en el L1 es EM. A esto le sigue el umbral en E_T aplicado en ese trigger y si se aplica una condición de aislamiento se agrega una ï". El número que precede a EM, es la multiplicidad del objeto. Por ejemplo, 2EM13 requiere que haya dos objetos, candidatos a electrón o fotón, identificados y que pasen el umbral de E_T=13 GeV. La convención para el L2 y el EF es muy similar. Por ejemplo 2γ17i significa un trigger que selecciona eventos en los que hay 2 fotones aislados que pasen el umbral en E_T de 17 GeV al nivel de EF.

Cada nivel del trigger tiene los items propios de ese nivel y hacen de semilla a uno o más items del nivel siguiente. La secuencia *ítem L1* $\rightarrow$ *ítem L2* $\rightarrow$ *ítem EF* forma una cadena de trigger.

Un ejemplo de cadena de trigger de fotones en ATLAS en algún menú es:

- `L1_EM14` $\rightarrow$ `L2_g20_loose` $\rightarrow$ `EF_g20_loose`

En el L1 esta cadena de trigger busca en el calorímetro electromagnético depósito de energía transversa de al menos 14 GeV. Si lo encuentra, el L1 construye un candidato de partícula electromagnética y le pasa al L2 las coordenadas en el detector donde encontró a este candidato. Entonces el L2 evalúa si este candidato pasa los cortes de selección de un fotón con p_T de al menos 20 GeV pero usando información más abundante y refinada. El término *loose* se refiere al tipo de selección de fotón que se evalúa como se describió en la sección anterior. Un fotón *loose* es un candidato a fotón de menor calidad que uno *tight*(ver sección 3.2). Si este candidato pasa la selección del trigger al L2, entonces se evalúa la selección a EF también de un fotón de $p_T \geq$ 20 GeV. La diferencia entre la selección de EF y L2 está en la complejidad de los algoritmos, el tiempo disponible para hacer la evaluación y la cantidad de información del detector que está disponible en cada nivel del trigger.

Una cadena de ítems forma una cadena de trigger, un grupo de cadenas de trigger conforman un menú de trigger. El menú de trigger que se usa en ATLAS para la toma de datos depende de la luminosidad instantánea que esté entregando el LHC. Durante la fase inicial de la toma de datos en ATLAS durante el año 2010 el menú de trigger fue evolucionando rápidamente a la par del incremento de la luminosidad instantánea entregada por el acelerador.

Capítulo 4

Estudio del trigger de eventos di-fotónicos

4.1. Introducción

El estudio de la producción de pares de fotones directos (*Direct Diphoton*, de ahora en mas DD) es de gran interés por dos razones fundamentales: i) permite estudiar predicciones de QCD, ii) constituye el principal fondo irreducible para búsquedas de física, como el bosón de Higgs a dos fotones (H$\rightarrow \gamma\gamma$), que es uno de los canales de oro en el contexto del Modelo Estándar, como también la búsqueda del gravitón predicho en modelos con dimensiones extras y de partículas supersimetricas, en lo que se refiere a modelos mas allá del Modelo Estándar.

Los pares de fotones directos se originan en colisiones pp a partir de interacciones QCD. Los principales procesos que contribuyen significativamente a la señal de DD son los descriptos en el Capítulo 1. El fondo de procesos DD está compuesto de eventos que contienen uno o más candidatos a fotón que no son fotones de procesos fuertes, es decir, generalmente resultantes del decaimiento de un mesón liviano (π^0, η) contenido en un *jet*.

En ATLAS, se decidió utilizar la misma estrategia de trigger tanto para el análisis físico del canal del Higgs decayendo a dos fotones en el estado final, como para el análisis de DD. Los triggers utilizados son el L1_EM14 (un objeto EM con E_T >14 GeV al nivel 1 del trigger) desde el período A hasta el E3, y el 2g15_loose (dos fotones con E_T >15 GeV y selección *loose* en el EF) para el período E4 en adelante.

Este trabajo, y específicamente este capítulo, se centra en el estudio del trigger 2g15_loose,

cuyos resultados contribuyen a los estudios de búsqueda del Higgs en ATLAS [1][2], y medida de la sección eficaz de pares de fotones directos [3].

4.2. *Performance* del trigger de dos fotones: 2g15

4.2.1. Cálculo de eficiencias

La eficiencia del trigger se puede calcular tanto por evento, como por objeto reconstruido. La eficiencia por evento, se calcula como,

$$\epsilon_{evento} = \frac{\#\quad \text{eventos que pasan el trigger}}{\#\quad \text{eventos de normalización}} \tag{4.1}$$

donde para la normalización, en general, se utilizan los eventos que pasen ciertas condiciones de selección *offline*.

La eficiencia por objeto se calcula de forma similar, pero teniendo en cuenta los objetos que pasan el trigger y no los eventos.

$$\epsilon_{objeto} = \frac{\#\quad \text{objetos que pasan el trigger}}{\#\quad \text{objetos de normalización}} \tag{4.2}$$

El cálculo de la eficiencia por objeto permite además calcular la eficiencia en función de alguna variable de los objetos, como por ejemplo el momento transverso, p_T, y construir un gráfico de eficiencia vs. p_T (conocido como *turn-on curve*), o también la eficiencia en función de la posición en η del objeto, a fin de garantizar que la misma sea uniforme en diferentes regiones η del detector.

La incerteza estadística de la eficiencia se calcula usando el modelo binomial utilizando la siguiente expresión,

$$\Delta\epsilon = \sqrt{\frac{(1-\epsilon)\epsilon}{\#\quad \text{eventos de normalización}}} \tag{4.3}$$

4.2.2. Estudio de la performance del trigger g15_loose

Para el cálculo de la eficiencia del trigger g15_loose se utilizó un método conocido como *bootstrap*, que consiste en calcular la eficiencia del HLT respecto a la eficiencia del nivel 1 del trigger, en este caso la eficiencia del L2_g15_loose y la del EF_g15_loose respecto a L1_EM10, y por otro lado calcular la eficiencia del nivel 1 respecto a una eficiencia conocida, en este caso la del L1_EM5, cuya eficiencia ya ha sido calculada a partir de eventos *Minimun Bias* colectados en los primeros meses de funcionamiento del

LHC respecto a fotones *offline*, y se conoce que es de 100 % para E_T mayor a 10 GeV. Por lo tanto, para obtener la eficiencia del HLT, se realizó lo siguiente,

- ϵ(L2) = ϵ(L2 wrt L1_EM10) $\times$ ϵ(L1_EM10 wrt L1_EM5) $\times$ ϵ(L1_EM5)
- ϵ(EF) = ϵ(EF wrt L1_EM10) $\times$ ϵ(L1_EM10 wrt L1_EM5) $\times$ ϵ(L1_EM5)

La información utilizada fue la de los periodos F y G, excepto las *runs* en las que el trigger g15_loose estaba prescaleado, mas específicamente se utilizó,

- Periodo F, excepto las *runs* 162764 y 162882
- Periodo G, sólo la primera *run* 165591

Además se seleccionaron aquellas *runs* que figuran en la egamma GRL [1], donde el detector operó colectando datos de buena calidad. Las listas de buenas *runs* (GRL) se crean en ATLAS de forma centralizada donde figuran los bloques de luminosidad de cada *run* que contiene eventos utilizables para análisis físico. Estas listas se generan a partir del monitoreo del detector. No figuran por ejemplo eventos en los que algún subdetector de ATLAS estuvo apagado, o si el LHC no entregaba colisiones de haces estables de protones.

La eficiencia se calculó respecto a dos normalizaciones distintas. Primero respecto a fotones *offline* que pasan los cortes *loose* y están en la región de aceptancia de η, es decir, con una posición en $|\eta| < 1.37$ y $1.52 < |\eta| < 2.37$, excluyendo la región de la transición entre *barrel* y *end-caps*, donde la eficiencia de reconstrucción y del trigger es baja.

En la figura 4.1 se puede ver la eficiencia obtenida en función de p_T (*turn-on curve*). Se presenta la eficiencia de la cadena de trigger g15_loose, para cada nivel del trigger. Esta cadena está compuesta de la siguiente forma `L1_EM10` $\rightarrow$ `L2_g15_loose` $\rightarrow$ `EF_g15_loose`. Se observa claramente para p_T <15 GeV el "encendido" del trigger en un aumento paulatino de la eficiencia hasta alcanzar un *plateau* a $p_T > 15$ GeV.

[1] */afs/cern.ch/atlas/groups/EGamma/EGammaGRL*

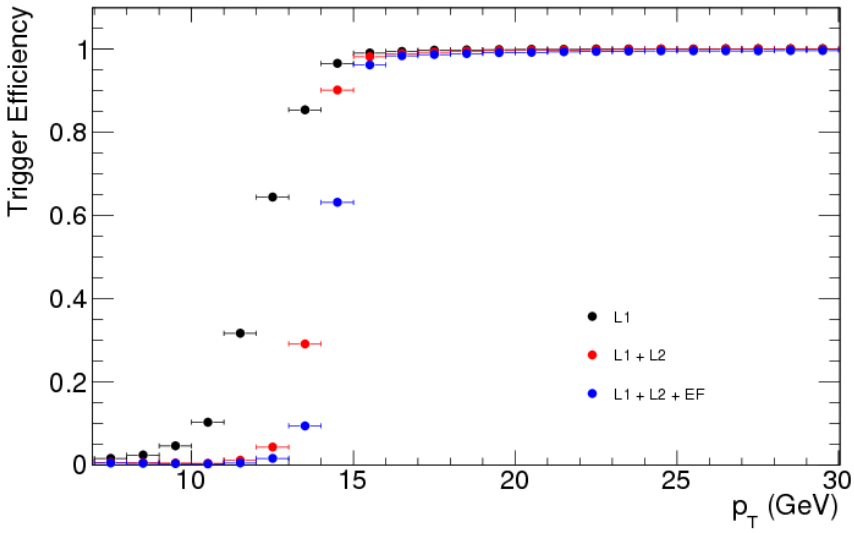

Figura 4.1: Eficiencia del trigger g15_loose en funcion del p_T.

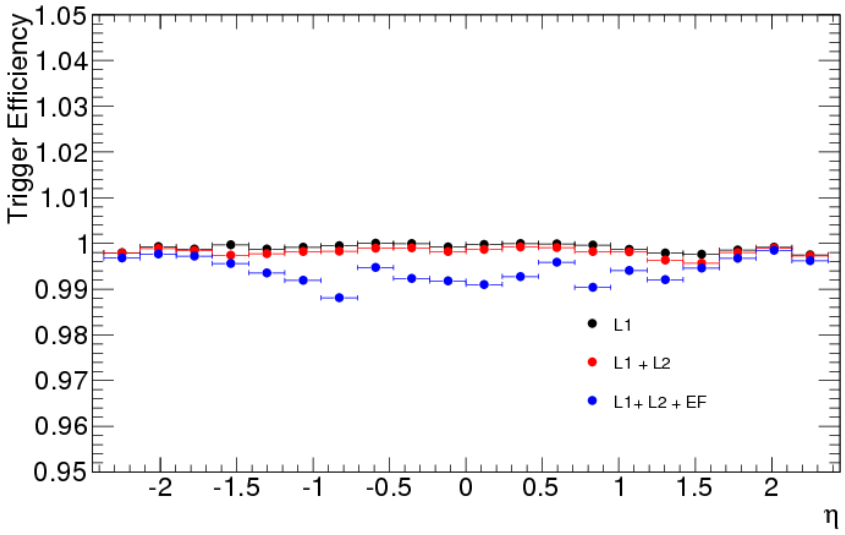

Figura 4.2: Eficiencia del trigger g15_loose en función de η para fotones con E_T >20 GeV.

En la figura 4.2 se muestra la eficiencia en función de η, pero en este caso sólo para fotones con $p_T >$ 20 GeV, donde la eficiencia ya no es afectada por la porción de "encendido".

Se observa que la eficiencia es mayor a 99 % en toda la región de η, salvo en el EF para el bin de η que contiene el crack (región excluida en este estudio), evidenciando la correcta optimización de los cortes previamente obtenidos de estudios MC en función de la pseudorapidez.

Las eficiencias generales obtenidas para $p_T >$ 20 GeV se encuentran en la Tabla 4.1.

L1	L2	EF
99.92 ± 0.004	99.82 ± 0.005	99.39 ± 0.01

Tabla 4.1: Eficiencias generales para los distintos niveles del trigger g15_loose utilizando la normalización *loose* y para $p_T > 20GeV$

Por otro lado, se realizó el cálculo de las eficiencias respecto a fotones *offline* que satisfagan la identificación *tight* y los criterios de aislamiento, en la region de $|\eta| < 2.37$, excluyendo $1.37 < |\eta| < 1.52$ (region del *crack*), que es la selección utilizada en el análisis de H$\rightarrow \gamma\gamma$ y de la producción de pares de fotones directos.

La eficiencia en función de p_T y η puede verse en las figuras 4.3 y 4.4, respectivamente. Una inspección de la figura 4.4 en comparación con la figura 4.2 permite concluir que la eficiencia del trigger g15_loose es levemente mejor en el caso de la normalización con respecto a fotones más puros seleccionados con cortes más ajustados. En la tabla 4.2 se presentan las eficiencias generales del trigger g15_loose utilizando esta normalización. Se puede concluir de estos valores que el trigger por objeto g15_loose tiene eficiencia prácticamente óptima para disparar con candidatos fotones con los criterios de selección *tight*.

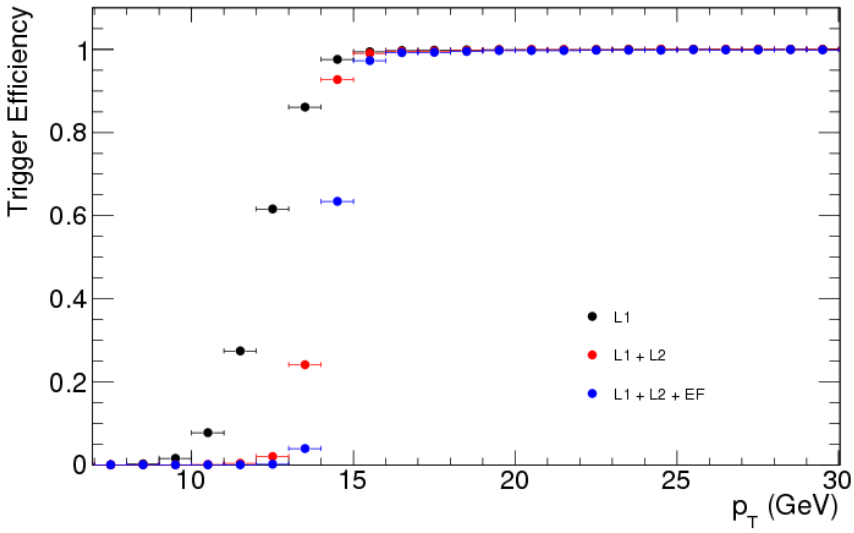

Figura 4.3: Eficiencia del trigger g15_loose en función del p_T utilizando la normalización del análisis de la búsqueda del Higgs en dos fotones y del análisis para la determinación de la sección eficaz de producción de pares de fotones directos.

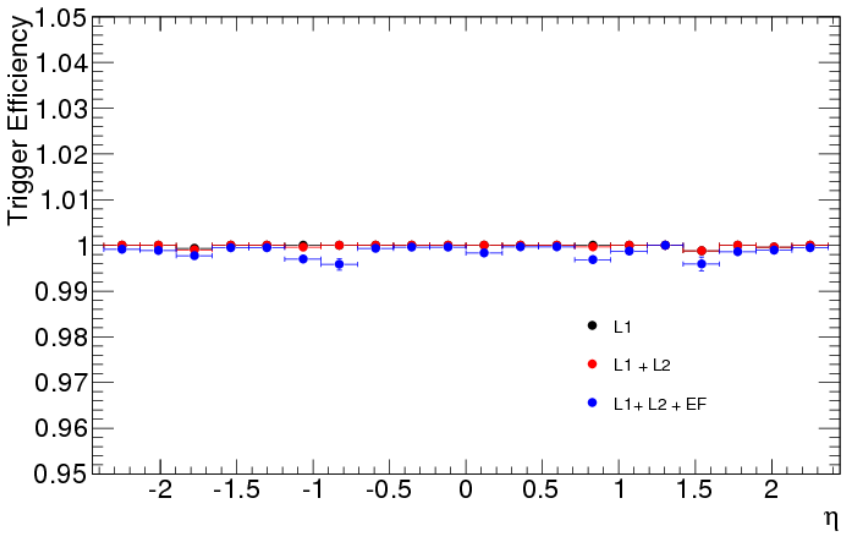

Figura 4.4: Eficiencia del trigger g15_loose en función de η para fotones con E_T >20 GeV utilizando la normalización del análisis del Higgs.

L1	L2	EF
99.99 ± 0.01	99.98 ± 0.01	99.86 ± 0.02

Tabla 4.2: Eficiencias generales para los distintos niveles del trigger g15_loose utilizando la normalización de la selección de fotones para la búsqueda H→ $\gamma\gamma$ y producción de pares de fotones directos con p_T >25 GeV

4.2.3. Estudio de la performance del trigger 2g15

En la sección anterior se estudio el trigger de un solo fotón g15_loose. En esta sección se estudiará el trigger de dos fotones, para la selección de eventos con dos fotones como resultado de procesos DD y de posible H$\rightarrow \gamma\gamma$.

Como primer paso se intentó utilizar el método *bootstrap* descripto en la sección anterior, pero no fue posible su aplicación por la falta de estadística, debido al alto factor de *prescale* en el trigger L1_EM5.

Por esta razón se utilizó un método alternativo, conocido como *pseudo tag & probe*.

Método *pseudo tag & probe*

El método *pseudo tag & probe* [23] utilizado para calcular la eficiencia del trigger se describe a continuación,

- Se calculó la eficiencia del trigger g15_loose utilizando como normalización fotones que pasen la identificación *tight*, las condiciones de aislamiento, y con $p_T > 40$ GeV. A esta eficiencia se la llamó ϵ_1.
- Luego, se seleccionan los eventos que tengan dos fotones que pasen la condición *tight* y de aislamiento, el mas energético con $p_T > 40$ GeV y el segundo mas energético con $p_T > 25$ GeV y que pasen el trigger g15_loose. En estos eventos seleccionados se buscaron aquellos en los cuales el fotón mas energético pase el trigger g15_loose (fotón *tag*) y se calculó ϵ_2 como la eficiencia del segundo fotón (fotón *probe*).
- La eficiencia total del trigger 2g15_loose se calculó como $\epsilon_1 \times \epsilon_2$.

Para el cálculo de la eficiencia con este método se utilizaron los datos de los periodos E4 hasta el I, donde el HLT estaba en completo funcionamiento. En la tabla 4.3 se presentan los resultados de la eficiencia de los diferentes niveles del trigger obtenidos. La eficiencia se encuentra dominada por ϵ_1, la eficiencia del trigger de un fotón para $p_T > 40 GeV$, ya que se encontró que $\epsilon_2 = 100\,\%$.

L1	L2	EF
99.99 ± 0.01	99.99 ± 0.01	99.91 ± 0.03

Tabla 4.3: Eficiencias para los distintos niveles del trigger 2g15_loose calculadas utilizando el método *pseudo tag & probe*.

4.3. Estudio y perspectivas para la optimización del trigger a mayor luminosidad

Si bien el estudio presentado en la sección anterior indica que el trigger 2g15_loose es altamente eficiente para la luminosidad a la que funcionó el LHC durante el 2010, es natural que el menú de trigger de ATLAS evoluciones con el aumento de la luminosidad instantánea en las próximas tomas de datos, en particular, durante el funcionamiento de 2011 y 2012 en que ATLAS colectará colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV producidas en LHC con una luminosidad instantánea mayor a 10^{32} cm^{-1} s^{-1}. Para este fin es necesario estudiar en detalle las variables de forma de las lluvias utilizadas en la selección *online* a fin de evaluar posibles modificaciones en los umbrales.

En esta sección se mostrará la comparación entre datos y datos simulados utilizando Monte Carlo (MC) de las principales variables tanto del trigger como de la reconstrucción *offline* de los eventos DD. Para poder realizar la comparación hace falta obtener una muestra pura de eventos con dos fotones a partir de los datos recolectados con el detector. Para esto no sólo hace falta utilizar un trigger específico, sino también utilizar un método para sustraer o disminuir el fondo. Para disminuir el fondo se utilizó el plan descripto a continuación.

Los eventos Monte Carlo utilizados fueron simulados a LO con el software PYTHIA [13] tanto para DD como para el fondo de *di-jets*. Las muestras contenían un corte en p_T a nivel generador en $p_T > 15$ GeV. El detector se simuló usando el software GEANT [2][24].

Se partió de los datos del período F utilizando las GRL. Como primer paso se seleccionaron los eventos que pasaron el trigger 2g15_loose. Para los eventos que sobreviven, se usaron los mapas de calidad del detector (*Object Quality maps*) para identificar y rechazar cualquier *cluster* de fotón seleccionado afectado por algún problema del detector. Se pidió además que los eventos tengan dos fotones que pasen las siguientes condiciones,

- región de aceptancia en pseudorapidez ($|\eta| < 1.37$ y $1.52 < |\eta| < 2.37$).
- criterio de selección *loose*
- $p_T > 20$ GeV

En la figura 4.6 y 4.5 se pueden ver las distribuciones para las variables de EF y offline, respectivamente, para los dos fotones mas energéticos. En los mismos gráficos se

[2]GEANT es una herramienta para la simulación del paso del partículas a través de la materia. *http://geant4.web.cern.ch/geant4/*

encuentra además la distribución correspondiente a eventos simulados con MC para DD, y *di-jets* para simular el fondo.

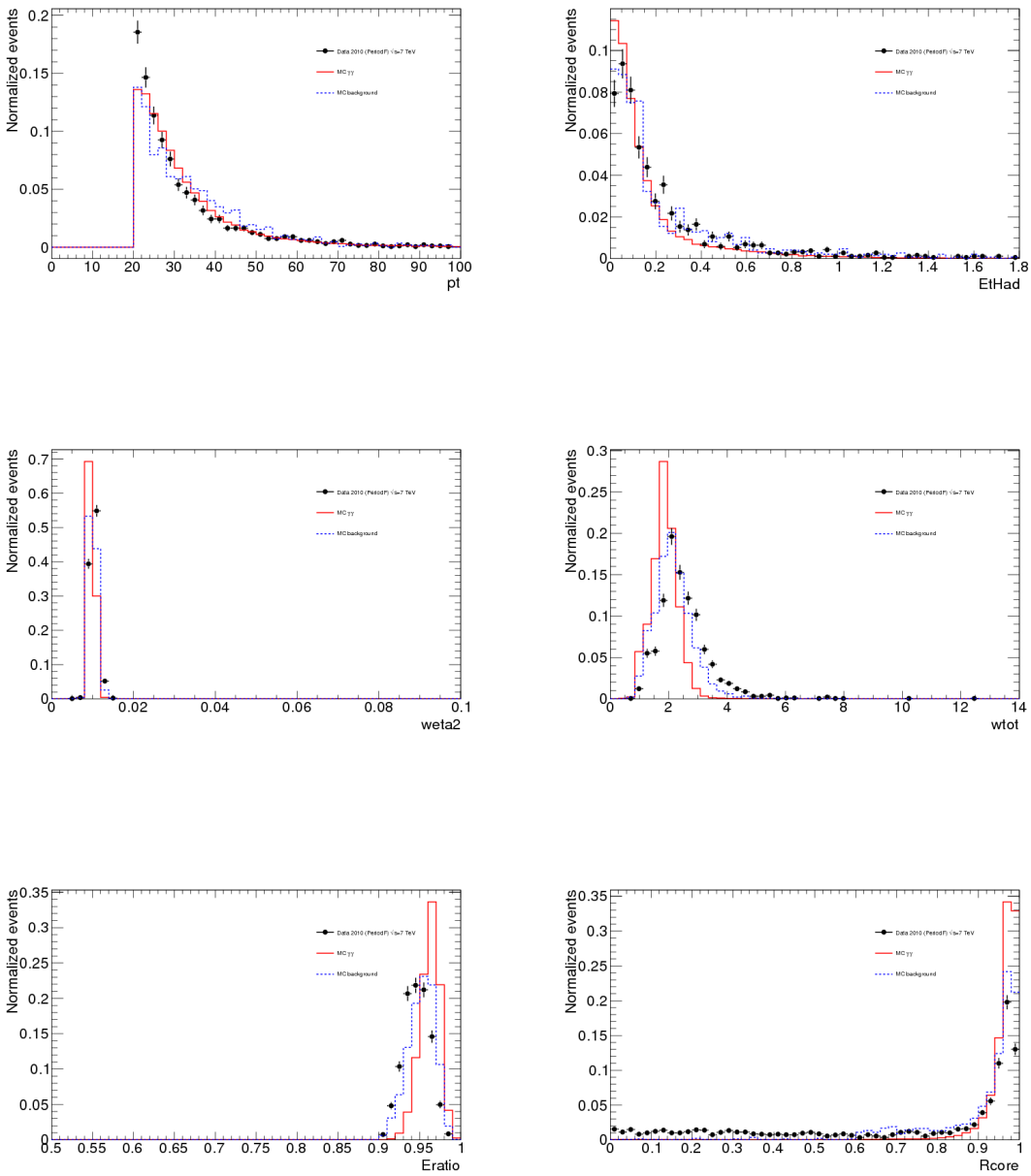

Figura 4.5: Distribución de variables *offline*. Ver sección 3.2.2 para la definición de las variables y el texto para la selección aplicada.

Si bien la selección *loose* está basada en unas pocas variables (R_{had}, R_{core} y w_2), como se describió en la sección 3.2, es suficiente para rechazar mayoritariamente el fondo de

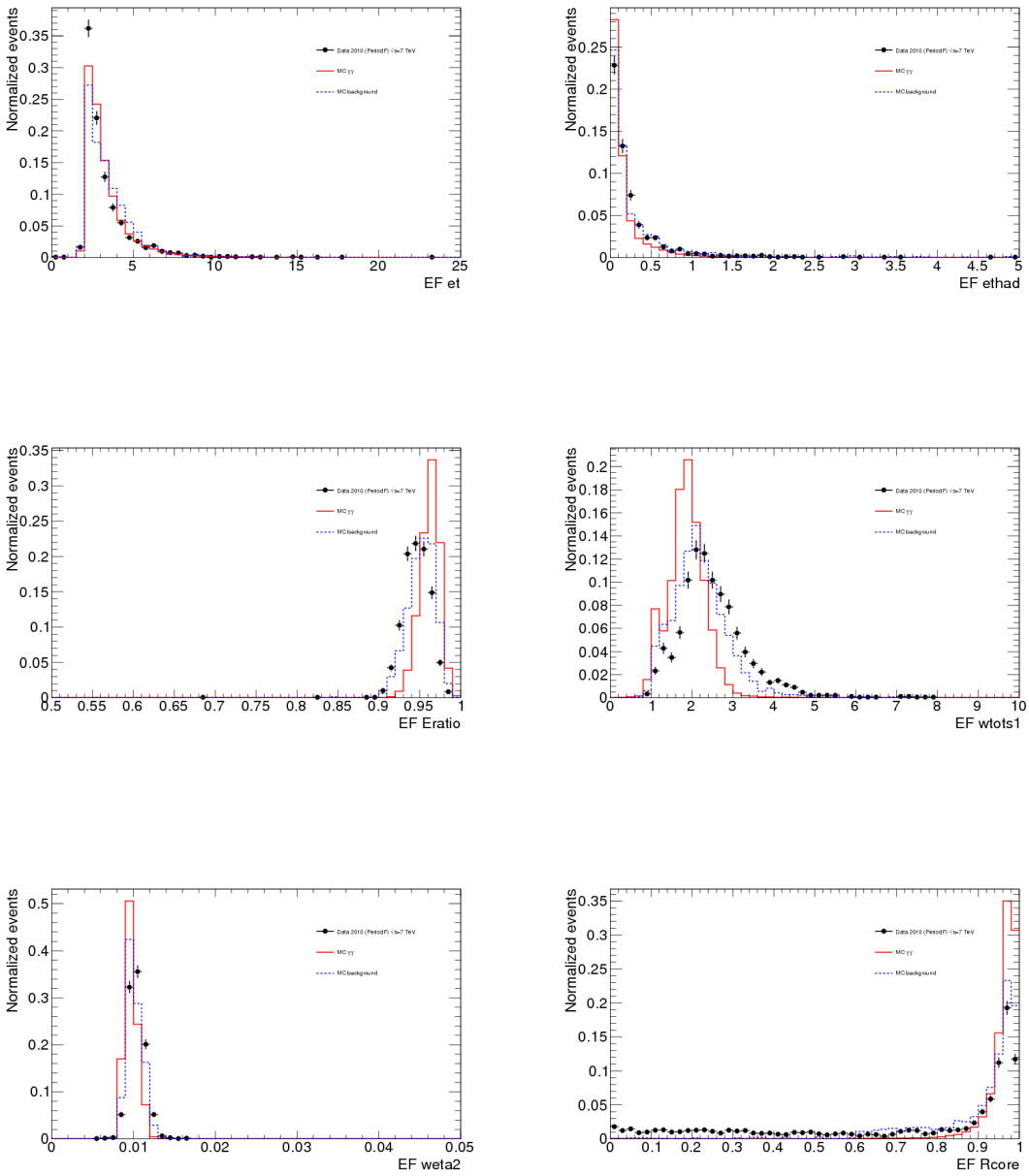

Figura 4.6: Distribución de variables del EF. Ver sección 3.2.2 para la definición de las variables y el texto para la selección aplicada.

jets hadrónicos. Este hecho quedó evidenciado en la comparación tanto de las variables de EF como de la selección *offline*, en buen acuerdo entre datos preseleccionados y las distribuciones de DD con su fondo de *di-jets* a partir de MC. Cabe destacarse que no se pidieron cortes en las variables correspondientes a la primera capa del calorímetro EM,

como w_{stot} e E_{ratio}, y de allí que los mismos sigan en datos las distribuciones de fondo de MC.

Como segundo paso para obtener una muestra más pura de dos fotones en los datos reales, a los eventos seleccionados se les pidió que el primer fotón, el mas energético, pase las siguientes condiciones:

- Criterio de selección *tight*, en vez de *loose*.
- Condición de aislamiento,

En la figura 4.7 se encuentran las distribuciones de las variables de EF y *offline*, respectivamente, comparadas también con los DD MC y fondo de *di-jets* MC.

Cabe destacarse que en la selección *tight* se aplican cortes más rigurosos en las variables de la segunda capa del calorimetro EM y se agregan cortes en las variables de la primera capa, los que contribuyen a rechazar la contribución de *jets* con uno o más π^0 decayendo en fotones y llevando la mayor parte de la energía del *jet*. Asimismo, para aumentar la separación γ/jet, el criterio de aislamiento fue aplicado como está descripto en la sección 3.2. La comparación datos reales/MC de las figuras 4.7 y 4.8 indica un acuerdo similar, levemente mejor, al encontrado con el corte *loose*. El cambio no es importante, lo que se debe a la baja estadística con que se contó para este estudio, aunque no se aplicó el criterio *tight* en los dos fotones mas energéticos, sino sólo en el más energético.

Asimismo, estudios paralelos al de este trabajo realizados por miembros de la colaboración ATLAS permitieron definir criterios de aislamiento y cortes de la selección *tight* que tuvieran en cuenta las diferencias encontradas entre datos y MC en las distribuciones de las variables de forma [25][26][27].

El presente estudio de las variables de forma de las lluvias utilizadas para la selección *online* (trigger) comparando datos y predicciones MC es el primer paso para la futura optimización de las variables con umbrales de p_T más altos que sean necesarios cuando el LHC funcione a mayor luminosidad instantánea.

Es necesario destacar que estas optimizaciones se realizan con un conjunto de datos de alta estadística de simulaciones de los diferentes procesos, de allí que la correcta descripción de todas las variables de forma en MC es importante.

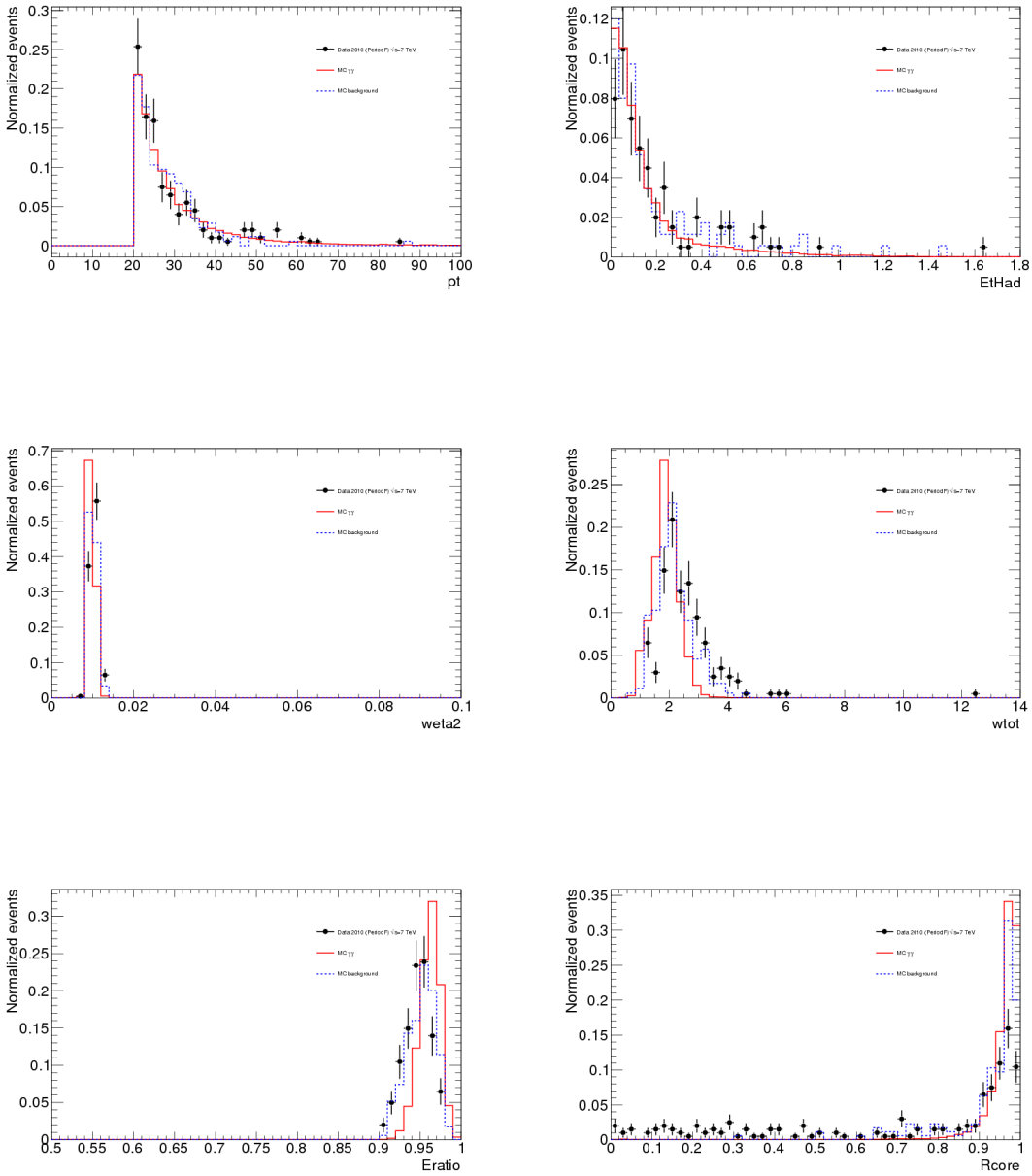

Figura 4.7: Distribución de variables *offline*. Ver sección 3.2.2 para la definición de las variables y el texto para la selección aplicada.

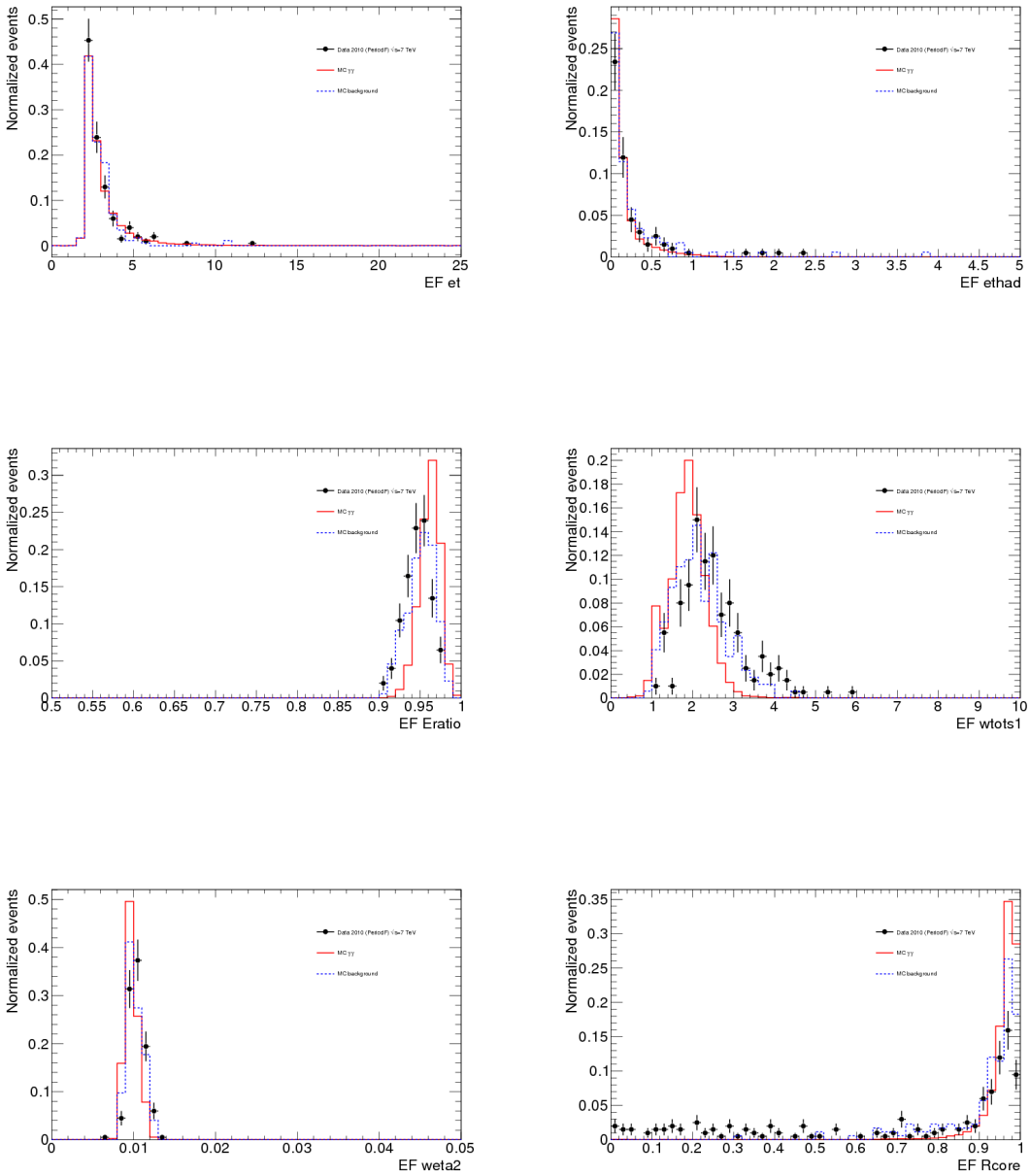

Figura 4.8: Distribución de variables del EF. Ver sección 3.2.2 para la definición de las variables y el texto para la selección aplicada.

Conclusiones y Perspectivas

El LHC o Gran Colisionador de Hadrones produjo colisiones protón-protón a energía de centro de masa de 7 TeV entre Marzo y Noviembre del 2010, a luminosidad instantánea de hasta 2.0 10^{32} cm^{-2} s^{-1}, marcando así el comienzo de los programas de física de los experimentos del LHC, como ATLAS, en cuyo marco se desarrolló este Trabajo de Diploma.

Entre los principales objetivos científicos de ATLAS se destaca la búsqueda del bosón de Higgs, una pieza clave del Modelo Estándar de las partículas fundamentales y sus interacciones, y del mecanismo del rompimiento espontáneo de simetría electrodébil. Uno de los canales más importantes para el descubrimiento del bosón de Higgs en ATLAS, es el H$\rightarrow \gamma\gamma$, que requiere del entendimiento del fondo irreducible dominado por la producción no-resonante de pares de fotones directos. El estudio de la producción de pares de fotones directos, es además importante en si mismo, porque al tratarse de fotones originados directamente en las colisiones pp a partir de interacciones QCD fuertes, permite estudiar predicciones de QCD perturbativa.

En los análisis de datos de ATLAS para los procesos descriptos más arriba, el sistema de selección *online* (trigger) juega un rol fundamental para seleccionar, a partir de la copiosa cantidad de información generada en cada cruce de protones en el LHC, sólo aquellos eventos con potencial físico. Para ello el sistema de trigger debe reducir la frecuencia de entrada a ATLAS desde aproximadamente 40 MHz a 200 Hz que es la frecuencia permitida de almacenamiento.

En este Trabajo de Diploma se focalizó en el estudio de la performance del menu de trigger 2g15_loose, es decir de dos fotones con impulso transverso $p_T \geq$ 15 GeV, con una selección basada en cortes en las variables de forma de las lluvias de partículas secundarias producidas en el calorímetro electromagnético, involucrando sólo información de la segunda capa de dicho calorímetro.

En primer lugar se determinó la eficiencia del trigger por objeto g15_loose a partir de los datos de ATLAS con el llamado método *bootstrap*. El mismo consiste en calcular la

eficiencia del HLT respecto a la eficiencia del nivel 1 del trigger con un umbral en E_T más bajo. La eficiencia total por objeto de EF_g15_loose para fotones seleccionados de acuerdo al criterio de selección para la búsqueda del Higgs resultó de (99.86 ± 0.02) % en la región $E_T > 20$ GeV.

Dado el alto factor de *prescale* del trigger del nivel 1 de referencia, L1_EM5, se utilizó un método alternativo al *boostrap* para determinar la eficiencia del trigger 2g15_loose, el llamado método *tag* & *probe*. Para el mismo se utilizaron eventos con al menos dos fotones seleccionados con cortes en todas la variables de forma de la lluvia, más el requerimiento de fotones aislados, siendo el fotón más energético con p_T >40 GeV y el segundo mas energético con p_T >25 GeV, siguiendo la selección del H→ $\gamma\gamma$. El análisis realizado dió como resultado para la eficiencia total por evento del 2g15_loose un valor de (99.91 ± 0.03) %. Estos estudios contribuyeron a la determinación del trigger en la búsqueda del Higgs decayendo en dos fotones y de la determinación de la sección eficaz de producción de pares de fotones directos recientemente presentados por ATLAS.

Por último, teniendo en cuenta que durante el 2011 y 2012, el LHC funcionará a $\sqrt{s}$ = 7 TeV con luminosidades instantáneas muy superiores a las alcanzadas en el 2010, se comenzó a analizar la posibilidad de modificar los triggers para mantener el ancho de banda predeterminado. Para este fin, en este trabajo se realizó un primer estudio comparativo de datos y simulaciones MC de las variables del trigger y de selección offline para fotones de eventos disparados por el trigger 2g15_loose, a fin de evaluar la perspectiva futura de aumentar los umbrales de corte en energía transversa y/o en las variables de forma de las lluvias en el calorímetro, para modificar los triggers sin pérdida en la eficiencia de los eventos de interés físico.

Agradecimientos

En primer lugar agradecerle a la Dra. Maria Teresa Dova, no sólo por enseñarme la física necesaria y estar cada vez que la necesitaba para poder hacer este trabajo, sino también por contagiar esa pasión por lo que hace.

A Xavier Anduaga y Martin Tripiana porque me enseñaron desde cero todo lo que tenía que saber para hacer este trabajo, además de *aguantarme* en Ginebra y ayudarme en todo lo que necesitaba.

A Fernado Monticelli y Hernan Wahlberg por toda su ayuda.

A mi familia por haber hecho que mi única preocupación durante todos estos años fuera estudiar.

Y a alguien que casi sin saberlo estuvo al lado mío durante todo este trabajo. Gracias Lu.

Bibliografía

[1] The ATLAS Collaboration, *Measurement of the backgrounds to the $h \to \gamma\gamma$ search and reappraisal of its sensitivity with 37 pb^{-1} of data recorded by the atlas detector*, ATLAS-CONF-2011-004, 2011.

[2] H Abreu, N Andari, F Alonso, X Anduaga, M Dova, and et al., *Search for the higgs boson in the diphoton final state with 38 pb^{-1} of data recorded by the atlas detector at $\sqrt{s}$=7 tev*, ATL-PHYS-INT-2011-024, 2011.

[3] SMDP group, *Measurement of isolated di-photon cross section in pp collision at $\sqrt{s} = 7$ tev with the atlas detector*, 2011.

[4] Shaw G. Martin B. R., *Particle Physics*, John Wiley and sons, 2008.

[5] G. L. Kane, *Modern elementary particle physics / Gordon Kane*, Addison Wesley, Advanced Book Program, Redwood City, Calif. :, 1987.

[6] Moore G. D. Burgess C. P., *The Standar Model: A primer*, Cambridge University Press, 2007.

[7] V Perez-Reale and K Pretzl, *Electron/photon Identification and Standard Model Higgs Process Studies at the High Level Trigger for the ATLAS experiment.*, Ph.D. thesis, University of Bern, Switzerland, Bern, 2006, Presented on 02 Feb 2006.

[8] Mandl F. Shaw G., *Quantum Field Theory*, John Wiley and sons, 2008.

[9] Anduaga Xabier S., *Detectando el higgs vía selección calorimétrica de fotones en el hlt de atlas*, 2007.

[10] Monticelli Fernando, *Producción de J/ψ^+e^- en ATLAS a $\sqrt{s}$=7 TeV. Determinación de la eficiencia del Trigger de e y γ con 45pb^{-1} de datos para la búsqueda del Higgs en el canal H$\to \gamma\gamma$*, Ph.D. thesis, Universidad Nacional de La Plata, 2011.

[11] Joshua Marc Dyer, *Measurement of the Diphoton Differential Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}$ = 1.96 TeV*, FERMILAB-THESIS-2007-62.

[12] Mathieu Aurousseau, Sandrine Laplace, and Isabelle Wingerter-Seez, *Mesure in situ de l'uniformité du calorimètre électromagnétique et recherche des premiers événements di-photons dans ATLAS.*, Ph.D. thesis, Annecy, Université de Savoie, Annecy-le-Vieux, 2010, Presented on 30 Sep 2010.

[13] S. Mrenna T. Sjostrand and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP 05 (2006) 026.

[14] S George, *ATLAS: inner detector technical design report; 7, level-2 trigger*, 1997.

[15] *ATLAS liquid-argon calorimeter: Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.

[16] *ATLAS tile calorimeter: Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.

[17] *ATLAS muon spectrometer: Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997, distribution.

[18] *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework (2009), URL.*

[19] Peter Jenni, Marzio Nessi, Markus Nordberg, and Kenway Smith, *ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls: Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 2003.

[20] *The trigger for early running*, 2009.

[21] The ATLAS Collaboration, *Evidence for prompt photon production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev with the atlas detector*, 2010.

[22] *Electron and photon reconstruction and identification in atlas: expected performance at high energy and results at 900 gev*, 2010.

[23] H Abreu, N Andari, F Alonso, X Anduaga, and et al., *Study of the di-photon backgrounds to the $h \to \gamma\gamma$ search with the atlas detector at $\sqrt{s}$= 7 tev*, ATL-COM-PHYS-2011-009, 2011.

[24] S. Agostinelli et al. GEANT4 Collaboration, *Geant4: A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250.

[25] H Abreu, N Andari, C Becot, M T Dova, M Escalier, M Tripiana, and et al., *Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at sqrts = 7 tev with the atlas detector*, ATL-PHYS-INT-2011-013, 2011.

[26] L Carminati, M Delmastro, G Marchiori, V Perez Reale, M Tripiana, G Unal, and et al., *Reconstruction and identification efficiency of inclusive isolated photons*, ATL-PHYS-INT-2011-014, 2011.

[27] H Abreu, N Andari, L Carminati, and et al., *Purity estimates for the inclusive isolated photons*, ATL-PHYS-INT-2011-015, 2011.