



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

Búsqueda de Supersimetría con producción de Higgs en el detector ATLAS (CERN-LHC)

Trabajo de Tesis Doctoral

Gonzalo E. Orellana

Director
Dr. Hernán P. Wahlberg
Co-Director
Dr. Fernando Monticelli

Marzo 2022

Índice general

Introducción	5
1. Modelo Estándar y Supersimetría	7
1.1. Modelo estándar de la física de partículas	7
1.2. Supersimetría	7
2. LHC y detector ATLAS	9
2.1. El detector ATLAS	11
2.2. Sistema de coordenadas	12
2.3. Sistema de imanes	13
2.4. Los subdetectores de ATLAS	14
2.4.1. Detector interno	14
2.4.2. Calorímetros	15
2.4.3. Espectrómetro de muones	17
2.5. Sistema de <i>trigger</i>	18
2.6. Modelo computacional y distribución de datos	18
3. Reconstrucción e identificación de objetos físicos	19
3.1. Electrones y fotones	19
3.1.1. Reconstrucción	20
3.1.2. Identificación	22
3.1.3. Aislamiento	25
3.2. Muones	26
3.3. Jets	27
3.3.1. Jets provenientes de quarks b (b -jets)	29
3.4. Energía transversa faltante	29

4. Eficiencia del trigger de fotones	31
4.1. Reconstrucción de fotones en el Trigger	31
4.2. Nomenclatura y menú del trigger de fotones	33
4.3. Método del bosón Z decayendo radiativamente	34
4.4. Factores de escala de las eficiencias	36
5. Estrategia de búsqueda de SUSY con fotones, jets y MET en el estado final	39
6. Resultados e interpretación del análisis	41
7. Conclusión	43
Agradecimientos	45
Bibliografía	49

To Do

- Siglas: ATLAS, SM, ID, EM
- Mencionar
 - electrones = positrones
 - leptones: sin tau
 - MET asociado a neutrinos y nueva fisica
- Definiciones
 - qué cosas van con itálica (trigger?)
 - pile up, convención para escribirlo
 - Run 1, 2
 - prompt
 - crack region
 - barrel, endcap
 - z_0 y σ_{z_0}
 - prescale y rerun
 - derivation
 - PDF
 - RoI

Citas

- newt: T. Cornelissen et al., Concepts, Design and Implementation of the ATLAS New Tracking (NEWT), ATL-SOFT-PUB-2007-007 (2007), url: <http://cds.cern.ch/record/1020106>
- Kalman: R. Frühwirth, Application of Kalman filtering to track and vertex fitting, Nucl. Instrum. Meth. A262(1987) 444.
- chi2: T. G. Cornelissen et al., The global chi2 track fitter in ATLAS, J. Phys. Conf. Ser.119(2008) 032013
- gsf: ATLAS Collaboration, Improved electron reconstruction in ATLAS using the Gaussian Sum Filter-based model for bremsstrahlung, ATLAS-CONF-2012-047, 2012, url: <https://cds.cern.ch/record/1304441>

- Cacciari: M. Cacciari and G. P. Salam, Pileup subtraction using jet areas, Phys. Lett. B659(2008) 119, arXiv:0707.1378 [hep-ph].
- silicon: ATLAS Collaboration, Performance of the ATLAS Silicon Pattern Recognition Algorithm in Data and Simulation at $s=7\text{TeV}$, ATLAS-CONF-2010-072 (2010), url: <http://cds.cern.ch/record/1383793>.
- trt: ATLAS Collaboration, Particle Identification Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker, ATLAS-CONF-2011-128, 2011, url: <https://cds.cern.ch/record/1383793>.
- trimming: JHEP 02, 084 (2010), 0912.1342
- btag: ATLAS b-jet identification performance and efficiency measurement with $t\bar{t}$ -bar events in pp collisions at $\sqrt{s}=13\text{ TeV}$, Eur. Phys. J. C 79 (2019) 970, arXiv:1907.05120, FTAG-2018-01
- jeffrey: arXiv:0908.0130
- CMS: S. Chatrchyan et al. The CMS Experiment at the CERN LHC. JINST, 3:S08004, 2008.
- ALICE: K. Aamodt et al. 3:S08002, 2008. The ALICE experiment at the CERN LHC. JINST,
- LHCb: A. Augusto Alves, Jr. et al. The LHCb Detector at the LHC. JINST, 3:S08005, 2008.
- magnet: <https://cds.cern.ch/record/409763>

Notas



Dudas

- Fotonos convertidos dejan 2 depósitos en el EM o 1? Figura? Al parecer dejan 2 pero están muy juntos al estar boosteados, no es que dejan 2 depósitos bien separados en el detector y esos 2 se unifican en un fotón. De todas formas me gustaría confirmarlo

- En nuestro análisis los taus están como jets? No hay veto?
- Usamos los objetos baseline para calcular MET? Al final NO. MET se calcula por default por la tool con todos los objetos presentes en el evento
- El pt de los muones se mide solo con su traza? o algo de su energia se deposita en el MS y con eso se puede deducir el pt?
- Si al π^0 lo reconstruimos como a un jet, por que en la figura 3.2 hablamos de los 2 depositos de energía que deja su decaimiento a 2 fotones?
- Cuestiones sobre la definicion de objetos prompt:
HW: No entiendo tu comentario, la identificación son criterios de calidad del objeto que ya se clasificó como electrón o fotón.
GO: En el paper EGAM-2018-01 se utiliza la jerga prompt vs background para motivar la identificación. Aquellos e/y que vienen de decaimientos prompt se depositan en el ECAL y los podemos considerar prompt, aquellos que vienen en otro tipo de decaimiento supongo que estarán contenidos dentro de los jets...
Revisar mejor definición de prompt
- Hay muones que no lleguen al MS? los de bajo pT? si es así, agregarlos a los CT

Introducción

...

Capítulo 1

Modelo Estándar y Supersimetría

1.1. Modelo estándar de la física de partículas

1.2. Supersimetría

Capítulo 2

LHC y detector ATLAS

El Gran Colisionador de Hadrones (*Large Hadron Collider* (LHC)) [1] es el acelerador de hadrones de la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN, por sus antiguas siglas en francés), ubicado en la frontera entre Francia y Suiza. El mismo consiste en un anillo de 27 km de circunferencia construido en el mismo túnel en el que funcionaba el acelerador e^+e^- LEP (entre 1989 y 2000) [2], a una profundidad variable entre 50 y 174 m de la superficie.

El LHC está diseñado para colisionar protones a un máximo de energía de centro de masa¹ de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Para ello el CERN posee un complejo de aceleradores que en sucesivas etapas incrementan la energía de los protones, para luego hacerlos colisionar en cuatro puntos distintos donde se encuentran los detectores más importantes: ATLAS [3], CMS [4], LHCb [5] y ALICE [6].

La producción de protones comienza extrayendo los electrones de un contenedor con gas de hidrógeno mediante campos magnéticos. Luego los protones pasan por un complejo de aceleradores que en el pasado funcionaban como experimentos y que actualmente se utilizan para incrementar la energía de los protones en sucesivas etapas, como muestra la Figura 2.1. Inicialmente los protones son inyectados al acelerador lineal LINAC 2, que mediante cavidades de radiofrecuencia, acelera a los protones a una energía de 50 MeV. Desde aquí son dirigidos al *Proton Synchrotron Booster* que consiste en cuatro anillos superpuestos con un radio de 25 m que aceleran los protones hasta una energía de 1.4 GeV. Este último inyecta los protones en el *Proton Synchrotron*, cuya circunferencia de 628 metros e inyecta protones de hasta 26 GeV en el *Super Proton Synchrotron*, y este a su vez tiene una circunferencia de 7 km e inyecta protones de hasta 450 GeV en ambos anillos del LHC.

El último de los aceleradores es el LHC, donde los protones circulan en direcciones opuestas por cavidades de ultra alto vacío a una presión de 10^{-10} torr. El mismo cuenta con 1232 dipolos magnéticos superconductores de 15 m de largo enfriados a 1.9 K mediante helio superfluido, que generan un campo magnético de 8.4 T y permite mantener en su

¹Definida como la raíz cuadrada de la variable de Mandelstan, $\sqrt{s} = |p_1 + p_2|$, donde p_1 y p_2 representan los cuadrimomentos de las partículas incidentes.

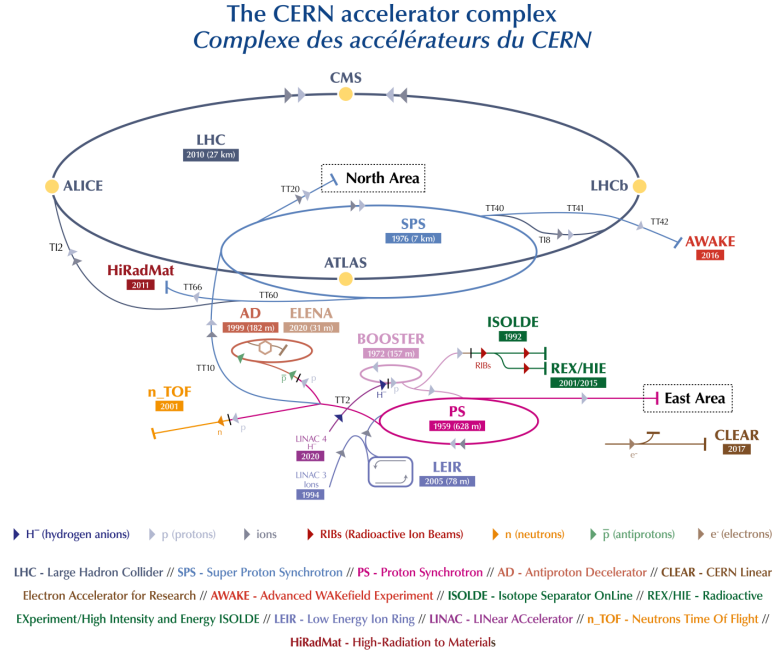


Figura 2.1: ...

órbita circular a los protones. Los dipolos están equipados con sextupolos, octupolos y decapolos, que permiten corregir las pequeñas imperfecciones del campo magnético en las extremidades de los dipolos. Para aumentar la probabilidad de colisión, existe un sistema de focalización de los haces en las proximidades de los detectores, que estrecha el camino que recorren los protones. El mismo consiste de 392 cuadrupolos magnéticos que generan campos magnéticos de 6.8 T.

Los protones son acelerados mediante cavidades de radiofrecuencia que generan un voltaje longitudinal a una frecuencia específica. En esa frecuencia los protones sincronizados con la energía deseada no van sufrir aceleración alguna, mientras que aquellos descincornizados van a ser acelerados o desacelerados hasta obtener la energía deseada. De esta forma el haz de protones se divide en paquetes discretos denominados *bunches*, cada uno conteniendo del orden de 10^{11} protones. El número de *bunches* totales posibles en un haz con un espaciado de 25 ns es de 3564². Considerando los tiempos que se necesitan para en la inyección y descarte del haz, junto con los tiempos que necesita cada detector para procesar la información, no todos los *bunches* son llenados, sino que se dejan ‘espacios’ definidos por diferentes esquemas, dejando así el número efectivo de *bunches* llenos a 2808.

Los aceleradores pueden ser caracterizados no solo por su energía de centro de masa sino también por su luminosidad instantánea (\mathcal{L}), que mide el número de colisiones que ocurren en un período de tiempo y se define como:

²Se obtiene al dividir la frecuencia de las cavidades, 400 MHz, por la frecuencia de revolución, 11 kHz, y considerando que sólo 1 de cada 10 *bunches* es llenado para lograr el espaciado deseado

$$\mathcal{L} = f_{\text{rev}} n_b \frac{N_1 N_2}{A} \quad (2.1)$$

donde f_{rev} es la frecuencia de revolución (~ 11 kHz), n_b es el número de *bunches* por haz, N_i es el número de partículas en cada *bunch* y A es la sección efectiva del haz, que puede expresarse en término de los parámetros del acelerador como:

$$A = \frac{4\pi\epsilon_n\beta^*}{\gamma F} \quad (2.2)$$

donde ϵ_n es la emitancia transversal normalizada (la dispersión transversal media de las partículas del haz en el espacio de coordenadas e impulsos), β^* es la función de amplitud en el punto de interacción, relacionada al poder de focalización de los cuadrupolos), γ es el factor relativista de Lorentz y F es un factor de reducción geométrico, debido al ángulo de cruce de los haces en el punto de interacción.

El número total de eventos esperados para un dado proceso con una sección eficaz σ , se obtiene como:

$$N = \sigma \int \mathcal{L} dt \quad (2.3)$$

donde al factor integral se lo conoce como luminosidad integrada.

El LHC comenzó a funcionar en 2010 en lo que se denominó *Run 1*, a una energía de de centro de masa de 7 TeV y logrando recolectar «lumi». En el 2013 finaliza la toma de datos y comienza el *Long shutdown 1*, período que se utilizó para realizar distintas actualizaciones preparándose para la siguiente toma de datos. En el 2015 comenzó el *Run 2* que operaba a una energía de de centro de masa de 13 TeV y logró recolectar «lumi», finalizando en el 2018 dando lugar al *Long shutdown 2*. Este último estaba previsto con una duración de dos años, pero dada la situación epidemiológica de COVID-19 el mismo se terminó extendiendo hasta (???). Los planes a futuro del LHC preveen un tercer *run* a 14 TeV, y luego ingresar en un nuevo período de inactividad para realizar las mejoras necesarias para el *High Luminosity LHC*.

2.1. El detector ATLAS

ATLAS (**A** *Toroidal LHC ApparatuS*) [3] es uno de los experimentos multi-propósito del LHC, diseñado para estudiar las colisiones protón-protón a altas energías provistas por el LHC.

El mismo tiene una simetría aproximadamente cilíndrica y está compuesto de distintos subdetectores, que cumplen diversas funciones en la identificación de las partículas producidas durante las colisiones. En la zona más próxima al haz se encuentra detector interno de trazas (ID) cuyo objetivo principal es reconstruir la trayectoria de las partículas cargadas. Está compuesto del Insertable B-Layer (IBL), un detector de píxeles, un

detector de bandas de silicio (SCT) y un detector de radiación de transición (TRT). A su vez, envolviendo al ID, se encuentra un solenoide superconductor que genera un campo magnético de 2 T, el cual curva la trayectoria de las partículas cargadas permitiendo así medir su impulso.

A continuación se ubica el sistema de calorímetros compuesto por el calorímetro electromagnético (ECAL) que mide principalmente la energía depositada por fotones y electrones, y el calorímetro hadrónico (HCAL) para medir la energía de los jets y hadrones.

En la parte más externa, se encuentra el espectrómetro de muones (MS) diseñado para detectar la producción de muones y además medir su momento. Este último es el que le da a ATLAS su tamaño característico de 45 m de largo y 25 m de alto. Intercalado con el MS se encuentra un sistema de imanes toroidales, que generan un campo magnético de 4 T para curvar la trayectoria de los muones hacia el final del detector.

El detector ATLAS se divide geoméricamente en dos regiones, la parte central denominada *barrel* y la región extrema *endcap*. En la región *barrel* los detectores se ubican en forma de cilindros concéntricos alrededor del eje del haz, mientras en la región *endcap* se disponen como discos perpendiculares a la dirección del haz.

La Figura [\[\[\[agregar figura\]\]\]](#) detalla todas las componentes que integran al detector ATLAS y son descritas en detalle a en las siguientes secciones.

2.2. Sistema de coordenadas

El sistema de coordenadas de ATLAS corresponde a un sistema cartesiano, cuyo origen coincide con el punto de interacción nominal ubicado en el centro del detector. El eje z está orientado con hacia la dirección del haz, el eje x se define desde el punto de interacción hacia el centro del anillo del LHC, y el eje y se define apuntando hacia la superficie terrestre.

Es conveniente además definir un sistema de coordenadas cilíndricas donde el radio R representa la distancia perpendicular al haz, el ángulo azimutal ϕ es medido alrededor del eje del haz, y el ángulo polar θ se mide con respecto al eje del haz perpendicular al eje x .

Una variable utilizada en física experimental de altas energías es la rapidez:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.4)$$

donde E es la energía total de la partícula y p_z es la componente en la dirección del haz de su impulso³. En el límite de altas energías, en donde la masa de la partícula es despreciable frente a su momento, es posible aproximarla a la llamada pseudorapidez η :

³Esta definición es un caso particular de la rapidez utilizada en relatividad especial, cuando se realiza una transformación en la dirección del haz del sistema de la boratorio a un sistema donde la partícula solo se mueve perpendicular al haz.

$$\eta = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (2.5)$$

estando completamente relacionada con el ángulo θ . La razón detrás de esta transformación de coordenadas se debe a que la multiplicidad de partículas producidas es aproximadamente constante como función de η , y que la diferencia de pseudorapidez entre dos partículas es invariante frente a transformaciones de Lorentz a lo largo de la dirección del haz.


En el caso de colisiones hadrónicas, la fracción del impulso del protón adquirida por cada uno de las partones interactuantes es desconocida. Parte de este impulso es transferido en la interacción dura, mientras cierta fracción remanente escapa el detector a lo largo del haz. De esta forma, no es posible reconstruir el movimiento longitudinal del centro de masa en la interacción, y aplicar leyes de conservación sobre la cinemática de cada evento. Sin embargo, dado que los protones inciden a lo largo de la dirección del haz, y asumiendo que el momento de los partones en la dirección transversa al haz es nulo, el impulso total transverso se conserva durante la colisión. Por este motivo, es común utilizar solo las componentes transversales en la descripción de la cinemática del evento, definidas en términos de la pseudorapidez, como por ejemplo el momento transverso:

$$p_T = p \sin \theta = \frac{p}{\cosh \eta} \quad (2.6)$$

donde p es el momento de la partícula. De esta forma es posible describir la cinemática de cada partícula en términos de (p_T, η, ϕ)

2.3. Sistema de imanes

El detector ATLAS posee un poderoso sistema de imanes [7] utilizado para curvar la trayectoria de las partículas cargadas, pudiendo así medir tanto su impulso de forma precisa como también su carga. El mismo consta de dos tipos de imanes superconductores, uno en forma solenoidal y otros tres forma toroidal, enfriados a una temperatura de 4.5 K para poder producir los fuertes campos magnéticos.

El solenoide  está a lo largo del detector interno, y tiene un tamaño de 5.6 m de largo y 2.56 m de diámetro, y con un espesor de apenas 4.5 cm. El mismo produce un campo magnético de 2 T en la dirección del haz, por lo que las partículas cargadas son curvadas en la dirección de ϕ [\[\[\[revisar\]\]\]](#). Para minimizar la interacción de las partículas que lo atraviesan y ahorrar la mayor cantidad de material posible, el solenoide comparte la cámara de vacío del calorímetro de LAr ([\[\[\[sección...\]\]\]](#))

Los toroides de ATLAS se componen de ocho bobinas, que generan campos de hasta 4 T [\[\[\[mirar bien estos números\]\]\]](#) en la dirección ϕ , por lo que las partículas que lo atraviesan (muones) son curvadas en la dirección η . El más grande de ellos mide 25.3 m de largo y 20.1 m de diámetro, y se ubica en la parte más externa del detector *barrel*

intercalado con el Espectrómetro de Muones ([\[\[\[seccion...\]\]\]](#)). Los otros dos restantes se encuentran en la región *endcap*, por fuera de los calorímetros, y miden 5.0 m de largo y 10.7 m de diámetro.

2.4. Los subdetectores de ATLAS

2.4.1. Detector interno

El detector interno es el más próximo al haz y su función principal es la reconstrucción de las trazas de las partículas cargadas, que a su vez sirve para medir la dirección, momento y carga de la misma, y la reconstrucción de los vértices primarios. Para ello combina detectores de muy alta resolución cerca del haz, junto con detectores continuos de trazas en la zona más alejada. El principio básico de funcionamiento consiste en utilizar su alta granularidad, para mapear las señales que dejan las partículas al atravesar cada celda, en coordenadas espaciales. El conjunto de esas señales son reconstruidas como trazas mediante algoritmos especializados. El detector interno contenido dentro del solenoide superconductor y mide 6.2 m de largo y 2.1 m de diámetro.

Detector de píxeles

El detector de píxeles fue construido para medir la posición de las trazas de partículas cargadas con la más alta precisión posible y es de vital importancia para la reconstrucción de los vértices primarios y secundarios. En la región *barrel* el detector se compone de tres capas cilíndricas, mientras que la *endcap* de tres discos. La capa más interna, denominada *B-Layer*, se encuentra a 50.5 mm del punto de interacción. El principio de detección para partículas cargadas es la medida de la deposición de la carga inducida en una capa de silicio por ionización. El sistema contiene un total de 80 millones de sensores, cada uno con una resolución de $10\ \mu\text{m}$ ($R - \phi$) y $115\ \mu\text{m}$ (z).

Luego del Run 1 la luminosidad del LHC aumentó notablemente, lo que podía significar un daño por radiación en los detectores internos. En vez de reemplazar las partes del detector de píxeles que podían ser dañadas, se decidió colocar una capa adicional entre el detector de píxeles y la tubería donde circulan los protones denominado *Insertable B-Layer* [8]. El objetivo del mismo es mejorar la eficiencia en la identificación de trazas, vértices, y en la identificación de *bottom* quarks, que decaen típicamente fuera del radio del IBL.

El IBL está compuesto por 8 millones de chips de rápida lectura y con sensores de silicio, que detectan el paso de partículas cargadas mediante la deposición de carga inducida. El tamaño de los píxeles es de $50 \times 250\ \mu\text{m}^2$, con una resolución de $8\ \mu\text{m}$ ($R - \phi$) y $40\ \mu\text{m}$ (z). La distancia entre el IBL y la tubería es de 0.2 mm, y entre el tubo y el detector de píxeles es de 1.9 mm.

Detector Semiconductor de Trazas (SCT)

Se encuentra por fuera del detector de píxeles y está diseñado para medir las trazas con alta precisión en la zona intermedia del detector. A diferencia del detector de píxeles, estos sensores de silicio están segmentados en micro bandas, dado que es más baja multiplicidad de partículas es posible reducir la resolución al costo de aumentar el área de cobertura. La resolución de $17\mu\text{m}$ ($R-\phi$) y $580\mu\text{m}$ (z). En la región *barrel* los módulos de SCT están dispuestos en 4 capas concéntricas, mientras que en la región *endcap* consiste en 9 discos transversales al eje del haz.

Detector de Radiación de Transición (TRT)

Es el detector más externo del ID y está diseñado, no solo para detectar partículas cargadas, sino también para distinguir entre partículas pesadas y livianas. El TRT se compone de tubos detectores de 4 mm de diámetro, con un gas que ioniza al ser atravesado por partículas cargadas. Los electrones producidos son colectados por una ánodo, y el tiempo de deriva es una medida de la distancia a la traza del mismo. Además, los tubos están rodeados de fibras de polipropileno con un índice de refracción diferente, por lo que las partículas que atraviesan el detector emiten radiación con una intensidad proporcional a $\gamma = E/m$, permitiendo al TRT distinguir partículas cargadas pesadas (π^\pm) de aquellas más livianas (e^\pm). La región *barrel* contiene 50000 tubos paralelos al eje del haz y la región *endcap* 320000 tubos orientados radialmente. Su resolución es de 0.17 mm.

2.4.2. Calorímetros

El sistema de calorímetros de ATLAS está diseñado para medir la energía y la posición de las partículas, mediante la absorción de la energía depositada por las cascadas de partículas secundarias que estas generan en el material del mismo. Además, permite discriminar electrones y fotones de jets, detectar aquellas partículas neutras que no dejaron trazas en el ID y realizar la selección *online* de eventos potencialmente interesantes (Ver Sistema de *trigger*). Gracias a su amplia cobertura y a que absorbe la energía de prácticamente todas las partículas producidas (salvo muones) es de gran utilidad para poder medir el desbalance de energía transversa, magnitud discriminatoria utilizada en la mayoría de análisis fuera del SM.

Está compuesto de un calorímetro electromagnético (ECAL) dedicado principalmente a la medida de las deposiciones de partículas como fotones y electrones (partículas interactuantes principalmente vía interacción EM), y otro hadrónico (HCAL) dedicado a las cascadas de partículas producto de la hadronización de los quarks o gluones (*jets*) (partículas interactuantes principalmente vía interacción fuerte).

Calorímetro electromagnético (ECAL)

El ECAL es un calorímetro de muestreo (inhomogéneo) no compensado, que utiliza Plomo como material absorbente y LAr como material absorbente. Consiste en varias placas de Plomo dispuestas en forma de acordeón que se colocan de forma alterna inmersas en LAr. Las partículas incidentes interactúan con el Plomo creando una lluvia de partículas cargadas y neutras. Las partículas cargadas ionizan el medio activo, donde los electrones liberados son colectados en un electrodo central de kaptón/Cu hacia donde derivan por acción del campo eléctrico aplicado. La señal total en el medio activo es así proporcional a la energía total real de la partícula incidente. La ventaja de este método es la detallada reconstrucción de la forma de la cascada, al costo de no poder reconstruir la totalidad de la energía de la cascada debido al espacio que existe entre placa y placa.

El ECAL está dividido en dos mitades dentro de la región *barrel* ($\eta < 1.475$) y en dos componentes (una a cada lado) en la región *endcap* ($1.375 < |\eta| < 3.2$). En la región de transición entre el *barrel* y el *endcap* se encuentra una zona no instrumentada, por donde se conecta el detector. Esta región, denominada *crack*, está comprendida entre $1.37 < |\eta| < 1.52$. Es por este motivo que la mayoría de los análisis se requiere que los candidatos a fotones/electrones estén fuera de la región *crack*.

En la región diseñada para medidas de precisión ($\eta < 2.5$, excluyendo el *crack*), el ECAL está segmentado en tres capas longitudinales. La primera capa consiste de bandas con fina granularidad (en la dirección de η), para discriminar entre fotones aislados y pares de fotones espacialmente cercanos provenientes del decaimiento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Para los electrones y fotones con alta energía transversa, la mayoría de la energía se colecta en la segunda capa, que tiene una granularidad lateral de 0.025×0.025 en (η, ϕ) . La tercera capa se encarga de la energía depositada en las colas de la lluvia. El espesor del ECAL es mayor a 22 longitudes de radiación (X_0) en la región *barrel*, y mayor a 24 X_0 en los *endcap*, donde una longitud de radiación se define como la distancia promedio sobre la cual la energía de un electrón se reduce a $1/e$ de su energía inicial. Para el caso de los fotones, una reducción similar se obtiene a $9/7$ de X_0 . Por tanto, toda la energía electromagnética es absorbida en el ECAL y sólo parte de la componente hadrónica llega al HCAL.

Calorímetro hadrónico (HCAL)

El HCAL es un conjunto de calorímetros que rodean al ECAL, extendiendo la aceptación del calorímetro de ATLAS hasta cubrir prácticamente la totalidad de ángulo sólido del punto de colisión.

El primero de los calorímetros se denomina *Tile Calorimeter*, es un calorímetro de muestreo que utiliza acero como material absorbente y tejas centelladoras plásticas como material activo, se encuentra en la región *barrel* y está dividido en dos partes que tienen una cobertura de $|\eta| < 1.0$ y $0.8 < |\eta| < 1.7$ respectivamente. En la región *endcap* se encuentra un calorímetro hadrónico de muestreo (HEC) con placas de cobre como absorbente y argón líquido como material activo, que consiste en dos ruedas, una atrás de la otra con las placas planas de Cu dispuestas perpendicularmente al eje del haz, con un

radio de 2.3 m. Finalmente se encuentra el Forward Calorimeter (FCAL), un calorímetro de muestreo que extiende la cobertura del sistema a $|\eta| < 4.9$, coaxial al eje del haz y ubicado a 4.7 m a cada lado del punto de interacción. El material principal de los módulos es argón líquido (con cobre o tungsteno), y si bien no se utiliza para mediciones de precisión, provee información para el cómputo de la energía transversa faltante y la reconstrucción de jets en regiones muy cercanas al eje del haz.

Por su parte, el HCAL tiene un espesor mayor a 7.7 longitudes de interacción hadrónica (λ) en la región barrel (9.7λ en total si se cuenta el ECAL). De manera análoga a la longitud de radiación mencionada para el ECAL, una longitud de interacción hadrónica se define como la distancia promedio sobre la cual la energía de un hadrón se reduce a $1/e$ de su energía inicial. De esta forma, toda la energía con la que llegan los hadrones al HCAL, queda allí depositada.

2.4.3. Espectrómetro de muones

El espectrómetro de muones (MS) se encuentra situado en la parte más externa del detector ATLAS. Esto se debe a que los muones de alto p_T generados en el punto de interacción tienen un altísimo poder de penetración y son poco interactuantes, siendo las únicas partículas detectables capaces de llegar a este detector. El mismo se encuentra intercalado con el sistema de imanes toroidales, y está diseñado para obtener mediciones de alta precisión de la posición e impulso de los muones, y para una rápida identificación para el sistema de *trigger*. Este es el subdetector más grande y el que le da a ATLAS su tamaño característico.

El MS se compone de diferentes tipos de cámaras de detección de muones (ver Figura ??). Las *Monitored Drift Tubes* (MDTs) son responsables de la mayoría de las medidas de precisión y cubren el rango de $|\eta| < 2.7$. Funcionan de forma similar al TRT, con tubos llenos de un gas que ioniza y un ánodo central que recoge los electrones producidos, y el tiempo de deriva se asocia con la distancia a la traza. En la región *endcap* se encuentran las *Cathode Strip Chambers* (CSCs) que poseen alta resolución espacio-temporal y una cobertura $|\eta| > 2.0$. Estas cámaras funcionan midiendo la carga depositada en un ánodo, producto de la cascada de electrones creados cerca del mismo. Las *Resistive Plate Chamber* (RPCs) proveen una estimación rápida del momento de los muones al primer nivel del *trigger* con una cobertura de $|\eta| < 1.05$. Las RPCs miden la descarga ocasionada entre dos placas resistivas paralelas sometidas a una alta diferencia de potencial, tras la ionización del volumen de gas interno causada por el paso de muones energéticos. Finalmente se encuentra en la región *endcap* las *Thin Gap Chambers* (TGCs), similares en funcionamiento a las CSCs. Proveen también información al sistema de *trigger* en esta región y tienen una cobertura de $|\eta| < 2.4$.

2.5. Sistema de *trigger*

2.6. Modelo computacional y distribución de datos

Capítulo 3

Reconstrucción e identificación de objetos físicos

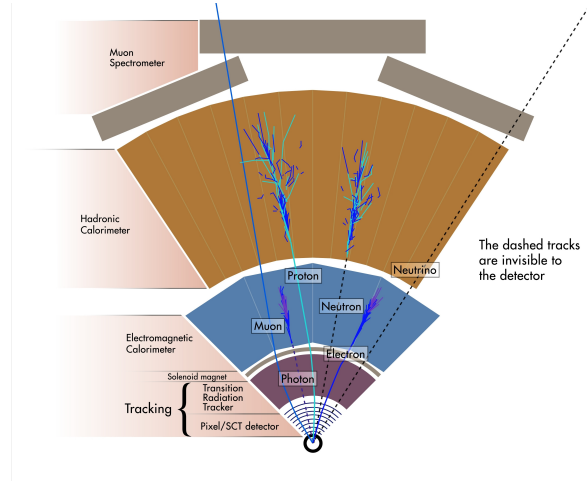
El diseño del detector ATLAS permite la reconstrucción e identificación de prácticamente todas las partículas producidas en la colisión pp . La mayoría de las partículas del SM son inestables por lo que decaen rápidamente en otras partículas estables. Esto reduce considerablemente las posibles partículas que llegan al detector, ya que solo van a ser aquellas que sean estables o con suficiente vida media, siendo estas principalmente: γ , e^\pm , μ^\pm , ν y algunos hadrones como p , n , piones y kaones. El diseño de los distintos subdetector permite aprovechar las características de cada una de ellas, haciendo que cada una de las partículas anteriores depositen señales distintivas, permitiendo su reconstrucción e identificación. La Figura 3.1 muestra un esquema de las distintas señales producidas por cada una de las partículas en el detector ATLAS. Todos los procesos de reconstrucción descriptos se realizan una vez que el evento cumplió los requisitos del *trigger* y fue almacenado (*offline*).

3.1. Electrones y fotones

Los electrones y fotones producidos tanto en la colisión pp como aquellos producto del decaimiento de otras partículas, depositan la mayor parte de su energía en el ECAL. Estos depósitos están restringidos a un número de celdas vecinas cuyo conjunto se denomina *cluster*, y que tienen estructuras propias de estas partículas. Los depósitos que dejan ambas partículas son similares y con el objetivo de poder distinguirlas se utiliza además información del detector de trazas. Al ser el fotón una partícula neutra no deja traza en el ID, por lo que los *clusters* que no están asociados a trazas son considerados fotones, mientras que los que sí lo están son considerados electrones.

Procesos como la producción de pares ($\gamma \rightarrow e^-e^+$) producto de la interacción de los fotones con el material del detector, pueden dejar trazas o depósitos que no corresponden con la reconstrucción de un fotón. El algoritmo de reconstrucción tiene en cuenta esto y puede reconstruir los vértices de conversión, por lo que los *clusters* asociados a vérti-

Figura 3.1: Esquema de los distintos tipos de señal que pueden dejar las partículas en el detector ATLAS



ces de conversión son considerados fotones. Finalmente, ciertos procesos (ej. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) pueden generar depósitos que erróneamente son reconstruidos como fotones o electrones. Para reducir la identificación errónea se aplican entonces una serie de criterios de identificación y aislamiento, basados en las formas de depósitos de energía, que permiten discriminar estos procesos de los procesos *prompt*.

Las técnicas de reconstrucción de electrones y fotones se realizan en paralelo y son similares, pudiendo ser descriptas simultáneamente.

3.1.1. Reconstrucción

La reconstrucción de electrones y fotones en el detector ATLAS se realiza utilizando un algoritmo para la reconstrucción de *clusters* dinámicos de tamaño variable, denominados *superclusters* [9]. Durante Run 1 el algoritmo reconstruía *clusters* de tamaño fijo [10–12], que si bien tenían una respuesta lineal energética y un estabilidad frente a pile-up, no permitía reconstruir eficientemente la energía de fotones *bremsstrahlung* o de electrones/positrones producto de la creación de pares. La implementación de *superclusters* durante el Run 2, junto con la calibración de la energía descrita en la Referencia [13] permite solucionar esto sin perder la linealidad y estabilidad de los *clusters* de tamaño fijo.

Topo-clusters

El algoritmo comienza buscando las celdas en el ECAL y el HCAL con una señal¹ cuatro veces mayor al ruido esperado dadas las condiciones de luminosidad y *pileup* del Run 2. A partir de ellas agrega las celdas vecinas cuya señal sea dos veces mayor al ruido, que a su vez son utilizadas en la siguiente iteración del algoritmo, que se repite hasta que no haya más celdas adyacentes que cumplan este requisito. Finalmente se agregan todas las celdas vecinas a las celdas anteriores, independientemente de la intensidad de señal que tengan, formando lo que se denominan *topo-clusters* [12, 14]. Los *topo-clusters* que compartan celdas son unificados, mientras que los *topo-clusters* que tengan dos máximos locales son divididos.

Trazas y vértices de conversión

La reconstrucción de trazas se realiza utilizando un algoritmo de búsqueda de patrones de trazas estándar [15–17] en todo el ID. A su vez, utiliza los depósitos en el ECAL que presenten una forma compatible con la de una lluvia electromagnética para definir regiones de interés. En caso de que el algoritmo anterior falle, se utiliza en estas regiones otro algoritmo de búsqueda de trazas [18], permitiendo reconstruir trazas adicionales. Luego se realiza una serie de ajustes (χ^2 [19], GSF [20]) de las trazas permitiendo obtener correctamente los parámetros que la caracterizan. Finalmente las trazas son asociadas a los *topo-clusters* extrapolando a la misma desde el perigeo hasta la segunda capa del ECAL. Una traza se considera asociada con un *topo-cluster* si $|\Delta\eta| < 0.05$ y $-0.10 < q \cdot (\phi_{\text{traza}} - \phi_{\text{cluster}}) < 0.05$, donde q es la carga de la traza. A su vez, el momento de la traza es escaleado para que coincida con la energía del *topo-cluster* asociado. Si múltiples trazas son asociadas a un mismo *topo-cluster* se clasifica a las mismas utilizando criterios de calidad, siendo la mejor clasificada la que se utiliza para reconstruir a los electrones.

Los vértices de conversión son reconstruidos a partir de pares de trazas con cargas de signo opuesto y consistentes con el decaimiento de una partícula sin masa. Adicionalmente se pueden reconstruir vértices de conversión a partir de una sola traza que no haya dejado señal en las capas más internas del ID. En ambos casos se busca que la traza tenga altas probabilidades de ser un electrón en el TRT [21] pero baja en el SCT. Es esperado que las trazas de los vértices de conversión estén muy cerca una de otra, en general compartiendo *hits*, haciendo que una de las trazas no llegue a reconstruirse. Para ello se utilizan trazas con requisitos de asociación a *topo-clusters* más relajados que los anteriormente descritos, y con distintos criterios de ambigüedad ante solapamiento. Finalmente los vértices son asociados a los *topo-clusters*, y en caso de múltiples vértices asociados a un mismo *topo-cluster* se prioriza aquellos reconstruidos a partir de dos trazas y cuyo radio sea menor.

¹Para los *topo-clusters* electromagnéticos la medida de la señal se realiza en la escala electromagnética, que es la escala adecuada para medir los depósitos de energía de las partículas producidas en lluvias electromagnéticas de forma correcta

Superclusters

La reconstrucción de los *superclusters* para electrones y fotones se realiza de forma independiente y en dos etapas: primero se encuentran los *topo-clusters* semilla y luego se le adjuntan los *topo-clusters* satélites producidos generalmente por *bremsstrahlung* o por la división de *topo-clusters*. El algoritmo comienza ordenando todos los *topo-clusters* por E_T y verifica si pasan los requerimientos para ser un *topo-clusters* semilla (comenzando por los más energéticos). En el caso de los electrones el requisito es tener E_T mayor a 1 GeV y una traza asociada con al menos cuatro *hits* en el SCT, mientras que el de los fotones es tener E_T mayor a 1.5 GeV. Cuando un *topo-clusters* pasa estos requisitos se busca sus *topo-clusters* satélites asociados y el mismo no puede ser utilizado como satélite en las siguientes iteraciones. Los *topo-clusters* satélites son aquellos que se encuentran dentro de una ventana de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.125$ alrededor del centro del *topo-cluster* inicial. Para electrones además se consideran *topo-clusters* satélites aquellos que se encuentran dentro de una ventana de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.3$ cuya traza mejor ajustada coincide con la traza mejor ajustada del *topo-cluster* inicial. Para fotones convertidos además se consideran *topo-clusters* satélites aquellos que compartan el vértice de conversión con el *topo-cluster* inicial.

Para limitar la sensibilidad de los *superclusters* al *pileup*, el tamaño de cada *topo-cluster* constituyente es restringido a un máximo de 0.075 (0.125) en la dirección de η en la región *barrel* (*endcap*). Como el algoritmo se utiliza de forma independiente tanto para electrones como para fotones, puede ocurrir que un mismo *supercluster* se asocie tanto a un electrón como a un fotón. En ese caso se utilizan una serie de criterios de ambigüedad que permiten determinar si el candidato es un electrón o un fotón. En el caso que aún no pasen los criterios de ambigüedad el candidato es guardado como electrón y fotón simultáneamente, pero marcados como ambiguos y es decisión de cada análisis incluirlos en el mismo.

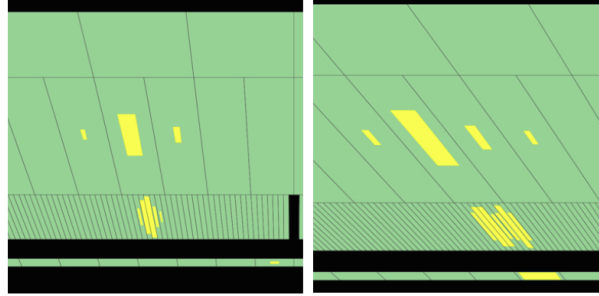
Finalmente se calibra la energía de los *superclusters*, las trazas son nuevamente ajustadas pero ahora utilizando los *superclusters* anteriores, y la energía es recalibrada teniendo en cuenta este nuevo último ajuste siguiendo el procedimiento descrito en la Referencia [13].

3.1.2. Identificación

Como se mencionó anteriormente, distintos criterios de identificación son utilizados para poder discriminar los objetos *prompt* de aquellos que no lo son. Para ello se definen una serie de variables basadas en la información del calorímetro y del ID, que mediante distintas técnicas permiten la correcta identificación de los objetos. Finalmente se definen diferentes puntos de trabajo (*Working Points*, WP) que permiten mejorar la pureza de los objetos seleccionados al costo de tener una menor eficiencia de selección.

La identificación de electrones tiene como principal objetivo discriminar los electrones *prompt* de los fotones convertidos, de jets que depositaron energía en el ECAL y de electrones producidos en el decaimiento de hadrones de sabor pesado. Esta identifica-

Figura 3.2: Depósitos de energía característicos de un fotón aislado (izquierda) y un π^0 (derecha)



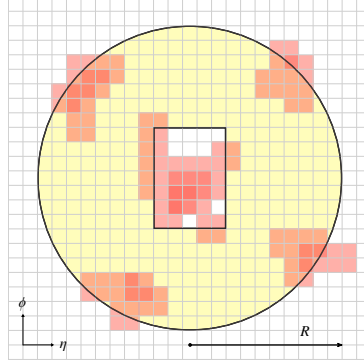
ción se basa en un método de likelihood que utiliza algunas de las variables descritas en la Tabla 3.1, y cuyas PDFs se obtienen de eventos con decaimientos de J/Ψ y Z para electrones de bajo y alto E_T respectivamente [22]. Para electrones se definen tres WP, *Loose*, *Medium* y *Tight*, cuyas eficiencias de identificación promedio son 93 %, 88 % y 80 % respectivamente.

La identificación de fotones esta diseñada para seleccionar eficientemente fotones *prompt* y rechazar los fotones falsos provenientes de jets, principalmente del decaimiento de mesones livianos ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). La identificación se basa en una serie de cortes rectangulares sobre las variables presentes en la Tabla 3.1. Las variables que utilizan las primeras capas del ECAL son esenciales para discriminar los decaimientos del π^0 en dos fotones muy colimados, ya que los depósitos de energía de este decaimiento se extienden en más celdas de este capa en comparación con el depósito de un fotón real. En la Figura 3.2 se puede observar la comparación de ambos procesos. Para la identificación de fotones también se definen tres WPs, *Loose*, *Medium* (empleado solamente en la reconstrucción en el HLT) y *Tight*, cada uno inclusivo con respecto al anterior, y en la Tabla 3.1 se muestran las variables empleadas por cada uno de ellos. Los WPs *Loose* y *Medium* fueron utilizados por los algoritmos del trigger durante la toma de datos del Run 2 para seleccionar eventos con uno o dos fotones. Como los depósitos de energía varían debido a la geometría del calorímetro, los tres WPs fueron optimizados para diferentes valores de $|\eta|$, y adicionalmente la selección *Tight* fue optimizada para distintos valores de E_T . Los depósitos de energía de los fotones convertidos difiere de los no convertidos, debido a la separación angular entre el e^- y el e^+ que se amplifica por el campo magnético, y debido a la interacción de los pares con capas más altas del calorímetro, permitiendo optimizar la selección *Tight* de forma separada para fotones convertidos de los no convertidos. Esto no fue posible para las selecciones *Loose* y *Medium* ya que la información que utilizan no permite saber si un fotón es convertido o no. La optimización fue realizada a bajo E_T utilizando simulaciones de decaimientos radiativos del bosón Z junto con datos con eventos con bosones Z , y a alto E_T con simulaciones de producción de fotones inclusiva y jets. La eficiencia de identificación para la selección *Tight* supera el 80 % para fotones con $E_T > 20$ GeV [9].

Tabla 3.1: Variables utilizadas en la definición de los WPs de identificación de fotones, *Loose* (L), *Medium* (M) y *Tight* (T).

Categoría	Nombre	Descripción	L	M	T
Fuga hadrónica	R_{had_1}	Fracción de E_T en la primer capa del HCAL con respecto al E_T total del <i>cluster</i> (para $ \eta < 0.8$ y $ \eta > 1.37$)	✓	✓	✓
	R_{had}	Fracción de E_T en el HCAL con respecto al E_T total del <i>cluster</i> (para $0.8 < \eta < 1.37$)	✓	✓	✓
2 ^{da} capa del ECAL	$w_{\eta 2}$ [[[va el 2?]]]	Ancho lateral de la lluvia: $\sqrt{\frac{\sum E_i \eta_i^2}{\sum E_i} - (\frac{\sum E_i \eta_i}{\sum E_i})^2}$ [[[esta bien el cuadrado del primer termino?]]], donde la suma es calculada en una ventana de 3×5 celdas	✓	✓	✓
	R_η	Fracción de la suma de las energías contenida en un rectángulo de $\eta \times \phi = 3 \times 7$ celdas con respecto a un rectángulo 7×7 celdas, ambos centrados en la celda más energética	✓	✓	✓
	R_ϕ	Fracción de la suma de las energías contenida en un rectángulo de $\eta \times \phi = 3 \times 3$ celdas con respecto a un rectángulo 3×7 celdas, ambos centrados en la celda más energética	✗	✗	✓
1 ^{er} capa del ECAL	E_{ratio}	Ratio of the energy difference between the maximum energy deposit and the energy deposit in a secondary maximum in the cluster to the sum of these energies	✗	✓	✓
	$w_{s \text{ tot}}$	Ancho lateral total de la lluvia: $\sqrt{\frac{\sum E_i (i - i_{\text{máx}})^2}{\sum E_i}}$, donde la suma se realiza sobre todas las celdas contenidas en una ventana de $\Delta\eta \approx 0.0625$ e $i_{\text{máx}}$ es la celda con mayor energía [[[alto de la ventana?]]]	✗	✗	✓
	$w_{s 3}$	Ancho lateral de la lluvia: $\sqrt{\frac{\sum E_i (i - i_{\text{máx}})^2}{\sum E_i}}$, donde la suma se realiza sobre todas las celdas contenidas en una ventana de tres celdas alrededor de la celda de mayor energía, $i_{\text{máx}}$	✗	✗	✓
	f_{side}	Energy fraction outside core of three central cells, within seven cells [[[entender y traducir bien]]]	✗	✗	✓
	ΔE_s	Difference between the energy of the cell associated with the second maximum, and the energy reconstructed in the cell with the smallest value found between the first and second maxima	✗	✗	✓
	f_1	Fracción de energía medida en la primer capa del ECAL con respecto a la energía total del <i>cluster</i> electromagnético	✗	✗	✓

Figura 3.3. Esquema del cono utilizado para el cálculo de la variable de aislamiento calorimétrico



3.1.3. Aislamiento

Criterios de aislamiento se pueden aplicar sobre los fotones y electrones para aumentar aún más calidad de selección de los mismos. A su vez, la presencia de otros objetos cerca del fotón o el electrón puede interferir en la correcta reconstrucción de las variables cinemáticas del mismo, como su energía. El aislamiento de estos objetos se puede cuantizar definiendo variables no solo para los depósitos de energía, sino también para las trazas.

La variable de aislamiento calorimétrico [17] (E_T^{coneX}) se define entonces como la suma de la energía transversa de todas las celdas contenidas en un cono centrado en el *topo-cluster*, y cuyo radio ΔR ² (en el plano $\eta - \phi$) es igual a $X/100$. La contribución energética del objeto a asilar se sustrae ignorando las celdas contenidas en un rectángulo en el centro del cono, y cuyos lados miden $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 7$ como muestra la Figura 3.3. Las filtraciones energéticas del candidato fuera del rectángulo son tenidas en cuenta junto con los efectos de pile-up [23]. Para electrones se utiliza un cono de radio $\Delta R = 0.2$ (E_T^{cone20}), mientras que para fotones se utiliza uno de $\Delta R = 0.2$ (E_T^{cone20}) o $\Delta R = 0.4$ (E_T^{cone40}) dependiendo del WP.

La segunda variable de aislamiento se obtiene en base a las trazas de los objetos reconstruidos (p_T^{coneXX}), se define como la suma del momento transverso de todas las trazas contenidas dentro de un cono centrado en la traza del electrón o en la dirección del cluster del fotón convertido. La traza asociada al electrón o al fotón convertido son excluidas de esta suma, al igual que aquellas que no pasen una serie de criterios de calidad mínima. Como los electrones producidos en el decaimiento de partículas pesadas pueden estar en cercanía de otras partículas, la variable de aislamiento de trazas utiliza un cono de radio variable, cuyo tamaño se reduce a alto p_T . La variable se denomina $p_T^{\text{varconeXX}}$ donde XX es el radio máximo utilizado, que para el caso de los electrones es $\Delta R_{\text{máx}} = 0.2$ ($p_T^{\text{varcone20}}$). En el caso de los fotones el radio del cono mide $\Delta R = 0.2$ (p_T^{cone20}).

A partir de estas variables se definen distintos WPs de aislamiento de electrones

² $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$

Tabla 3.2: Definición de los WPs de aislamiento para fotones y electrones.

Objeto	WP	Aislamiento calorimétrico	Aislamiento de trazas
Fotón	Tight	$E_T^{\text{cone40}} < 0.022 \times E_T + 2.45 \text{ GeV}$	$p_T^{\text{cone20}}/E_T < 0.05$
	TightCaloOnly	$E_T^{\text{cone40}} < 0.022 \times E_T + 2.45 \text{ GeV}$	
Electrón	Loose	$E_T^{\text{cone20}}/p_T < 0.2$	$p_T^{\text{varcone20}}/p_T < 0.15$

dependiendo de si se desea mantener constante la eficiencia o si se desea aplicar cortes fijos en las variables de aislamiento. Un ejemplo de WP de aislamiento para electrones es el *Loose* con una eficiencia de selección mayor a 90 % para electrones con $E_T > 10 \text{ GeV}$ [9]. En el caso de fotones también se definen distintos WPs que pueden no utilizar todas las variables de aislamiento, como el caso del WP *FixedCutTightCaloOnly* que solo utiliza un corte en la variable E_T^{cone} . Las definiciones de los distintos WPs de interés para esta tesis se listan en la Tabla 3.2.

3.2. Muones

La reconstrucción de muones se realiza de forma independiente en el detector interno y en el espectrómetro de muones. La información de los distintos subdetectores, que incluye a los calorímetros, se combina para formar a los objetos finales utilizados en los análisis [24]. La reconstrucción en el ID se realiza de la misma forma que con cualquier otra partícula cargada [15, 25]. La reconstrucción en el MS comienza con una búsqueda de patrones de *hits* para definir segmentos en cada cámara de muones, que luego son combinados con un ajuste de χ^2 global. Luego se combina la información del ID, MS y los calorímetros, utilizando una serie de algoritmos que definen 4 tipos de muones dependiendo del subdetector que se utilizó en la reconstrucción:

- Muones Combinados (CB): reconstruidos en el ID y el MS de forma independiente, y luego mediante un ajuste se reconstruye una traza combinada.
- Muones Segmentados (ST): trazas del ID que al extrapolarlas al MS tienen asociadas un segmento en el MDT o el CSC. Se definen principalmente para reconstruir aquellos muones de bajo p_T o que atraviesan las regiones del MS con baja aceptación.
- Muones Calorimétricos (CT): trazas del ID que están asociadas a depósitos de energía en el calorímetro compatibles con una partícula mínimamente ionizante. Este tipo de muones son los de menor pureza pero permite detectarlos en regiones donde el MS está parcialmente instrumentado.
- Muones Extrapolados (ME): reconstruidos utilizando solo el MS y requiriendo que hayan dejado traza en la región *forward* además de una mínima compatibilidad con el punto de interacción. Se definen principalmente para extender la aceptación a la región $2.5 < |\eta| < 2.7$ donde el ID no llega a cubrir.

En caso de solapamiento entre los distintos tipos de muones se resuelve teniendo prioridad por los CB, luego por los ST y finalmente por los CT. Para los ME se priorizan aquellos muones con mejor calidad en el ajuste de la traza y mayor cantidad de *hits*.

La identificación de muones se realiza con el objetivo de discriminar muones *prompt* de aquellos producidos principalmente en el decaimiento de piones y kaones, manteniendo una alta eficiencia y garantizando una medida robusta de su momento. Los muones producidos en el decaimiento de hadrones cargados dejan una traza en el ID con una topología enroscada que genera discrepancias entre el momento reconstruido en el ID y el reconstruido en el MS. La identificación se realiza aplicando una serie de cortes en diferentes variables [24] obtenidas a partir del estudio de simulaciones de producción de pares de quarks *top*. Se definen cuatro WPS, *Loose*, *Medium*, *Tight*, y *High-pT*, para satisfacer las necesidades de los distintos análisis. Por ejemplo, la selección *Loose* está optimizada para reconstruir candidatos del decaimiento del bosón de Higgs, la selección *Medium* es la selección más genérica para todos los análisis, y la selección *High-pT* está orientada a búsquedas de resonancias de alta masa del Z' y W' .

Finalmente se definen criterios de aislamiento que permiten distinguir aquellos muones producidos en los decaimientos de los bosones Z , W y Higgs que en general se producen de forma aislada, de aquellos producidos en los decaimientos semi-leptónicos que quedan embebidos en los *jets*. Para ello se definen siete WPs, utilizando las mismas variables de aislamiento calorimétrico y de trazas utilizadas para fotones y electrones ($p_T^{\text{varcone30}}$ y E_T^{cone20}).

3.3. Jets

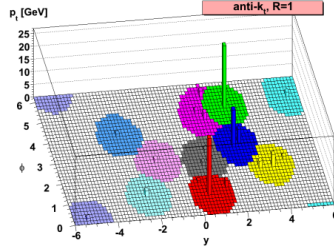
Debido al confinamiento de color los quarks o gluones, que tienen carga de color no nula, estos no pueden existir libres en la naturaleza. Al producirse quarks o gluones en la colisión estos crean nuevas partículas de color para generar partículas de carga de color nula. Este proceso que se denomina hadronización y produce en el detector una cascada de partículas de forma similar a un cono alrededor de la partícula inicial, llamada *jet*. Como los jets están compuestos de un número elevado de partículas que a su vez dejan trazas y deposiciones de energía, es necesario utilizar algoritmos especiales que permitan reagrupar a todas esas señales en su respectivo jet de forma correcta.

La reconstrucción de los jets comienza a partir de los depósitos de energía en el calorímetro generando *topo-clusters* de la misma forma que para electrones y fotones ³ [12]. Luego, los *topo-clusters* son combinados mediante un algoritmo denominado *anti- k_t* [26] que realiza los siguientes pasos:

- Calcula la ‘distancia’ de todos los *topo-clusters* entre sí, y de cada *topo-cluster* con el haz:

³En este caso los jets pueden ser calibrados tanto en la escala electromagnética como en la hadrónica (escala LCW), la cual tiene en cuenta las diferencias entre las interacciones electromagnéticas y hadrónicas en el detector ATLAS

Figura 3.4: Esquema de agrupamiento de *topo-clusters* realizado por el algoritmo *anti- k_t*



$$d_{ij} = \min(p_{T,i}^{-2}, p_{T,j}^{-2}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \quad (3.1)$$

$$d_{iB} = p_{T,i}^{-2} \quad (3.2)$$

Donde $\Delta_{ij}^2 = \Delta\phi_{ij}^2 + \Delta\eta_{ij}^2$ y R es un parámetro que asociado al radio del cono del jet a reconstruir, cuyo valor para el actual análisis es de 0.4

- Si el mínimo entre todas las distancias anteriormente calculadas es d_{iB} , se clasifica al *topo-cluster* i como un jet, y se lo descarta de sucesivas iteraciones
- Si el mínimo entre todas las distancias anteriormente calculadas es d_{ij} , los *topo-cluster* i y j son combinados, se vuelven a calcular todas las distancias con este nuevo *topo-cluster* y se itera nuevamente

Este algoritmo tiende a unificar las partículas *soft* con las *hard* y separar a las partículas *hard* entre sí, formando conos de radio R que van a resultar útiles para determinar el solapamiento con otros objetos reconstruidos del evento. La Figura 3.4 muestra esquemáticamente como el algoritmo *anti- k_t* tiende a agrupar los distintos *topo-clusters*. Jets provenientes de quarks o gluones son llamados en general *small- R* jets y se utiliza un $R = 0.4$ para su reconstrucción. En cambio, los jets que representan partículas masivas decayendo hadrónicamente son llamados *large- R* y utilizan un $R = 1$.

A continuación los jets pasan por una serie de correcciones y calibraciones antes de reconstruir el objeto final para los análisis. Primero se remueve la contribución por pile-up, en el caso de los *large- R* jets afecta principalmente a las distribuciones angulares que son necesarias para la reconstrucción de su masa invariante, y se remueve utilizando una técnica denominada *grooming* descrita en la Referencia [27]. Para los *small- R* jets primero se realiza una corrección del origen de su vértice y luego se suprime la contribución por pile-up utilizando métodos que tienen en cuenta la densidad de energía de pile-up [28] junto con variables asociadas a las trazas y al vértice primario [29]. A continuación se calibra la energía del jet utilizando simulaciones de MC. Esto es necesario debido a que gran parte del jet es invisible al detector, por ejemplo cuando el jet se encuentra en las zonas del mismo donde la sensibilidad es baja. La escala de energía del jet (*Jet Energy Scale*, JES) [30] calcula un factor de respuesta en bins de $|\eta|$ y p_T utilizando

simulaciones de MC, y que al aplicarlo a los datos permite la corrección en energía de los jets. Para los *large-R* jets se aplica a su vez una corrección similar en la masa necesaria para la correcta reconstrucción de su masa invariante. Los *small-R* jets por su parte pasan por una calibración (*Global Sequential Calibration*, GSC) que mejoran la resolución de energía del jet (*Jet Energy Resolution*, JER). Finalmente se realiza una corrección *in situ* aplicada exclusivamente a los datos.

3.3.1. Jets provenientes de quarks b (b -jets)

Los decaimientos de los hadrones pesados están gobernados generalmente por el hadrón más pesado en la cascada del decaimiento. Un hadrón b generalmente decae a través de una cascada a un hadrón c , que a su vez decae a un hadrón s , etc. Esto genera la existencia de múltiples vértices secundarios, que junto con la información de las trazas y la elevada vida media de los hadrones b , son utilizados por distintos algoritmos para poder distinguir los hadrones b de hadrones con sabores más livianos (b -tagging). Algunos ejemplos de algoritmos [31] son el MV2 basado en un *boosted decision tree* y compuesto de clasificadores de bajo nivel, y el DL1 basado en una red neuronal profunda. Para cada algoritmo se definen WPs con distintas eficiencias de selección, que a mayor eficiencia mayor es la probabilidad de identificar otros tipos de jets erróneamente como b -jets. Con el WP de 77% del algoritmo MV2 (DL1) 1 de cada 5 (5) c -jets, 1 de cada 15 (14) τ -jets y 1 de cada 110 (130) jets livianos son identificados erróneamente como b -jets [31].

3.4. Energía transversa faltante

Como se mencionó en [[[definición MET]]], el momento transverso faltante se utiliza como un sustituto para obtener el momento de las partículas que prácticamente no interactúan con el detector, por ejemplo neutrinos o partículas más allá del SM. El momento en la dirección del haz que acarrea cada partón previo a la colisión es desconocido, pero en la dirección transversa al haz se puede considerar que es nulo. Por conservación del momento se puede deducir que luego de la colisión la suma de los momentos en el plano transverso de todas las partículas producidas debería ser nulo, y en caso de no serlo puede ser un indicio de una partícula que escapó la detección. La reconstrucción del momento transverso faltante se basa en esta conservación y se define como menos la suma de los momentos transversos de todas las partículas observadas en el evento. En esta suma se incluyen los electrones, muones, fotones, taus decayendo hadrónicamente y jets reconstruidos con los métodos descriptos en las secciones anteriores. Además se incluye un termino (*soft*) que tiene en cuenta el momento en la traza de las partículas que dejaron señal en el ID pero que no llegaron a reconstruirse. Quedando la definición del vector momento transverso faltante como [32]:

$$\mathbf{E}_T^{\text{miss}} = - \sum_i \mathbf{p}_T^{e_i} - \sum_i \mathbf{p}_T^{\gamma_i} - \sum_i \mathbf{p}_T^{\tau_i} - \sum_i \mathbf{p}_T^{j_i} - \sum_i \mathbf{p}_T^{\mu_i} - \sum_i \mathbf{p}_T^{\text{Soft}_i} \quad (3.3)$$

En general no se utilizan las componentes de este vector sino que se utiliza su módulo (E_T^{miss}) y su ángulo (ϕ^{miss}), y cuando se menciona al momento transverso faltante se está haciendo referencia a su módulo. Cabe aclarar que esta definición introduce un sesgo a tener E_T^{miss} no nula en eventos donde no se produjo ninguna partícula no interactuante, debido a la incorrecta o insuficiente reconstrucción de todos los objetos presentes en el evento. Otra variable que se utiliza además es ΣE_T que se define como la suma del módulo de los momentos de todas las partículas anteriormente consideradas.

Como la reconstrucción se realiza de forma independiente para cada objeto, puede ocurrir que dos objetos distintos compartan algunas celdas calorimétricas. Para evitar el doble conteo, se define el siguiente orden de prioridad: electrones, fotones, taus y jets [33, 34]. Si alguna de estas partículas comparte celdas con otra de una prioridad mayor, la misma se elimina del cálculo de E_T^{miss} . Los muones son principalmente reconstruidos en el ID y el MS, por lo que el solapamiento con las demás partículas es mínimo y salvo algunos casos particulares ninguno es descartado. Muones no aislados que se solapan con los jets, jets que se solapan mínimamente con otros objetos o jets reconstruidos a partir de un depósito de energía de muones o de pile-up tienen un tratamiento especial descrito en la Referencia [32]. En el término *Soft* se incluyen solamente aquellas trazas provenientes del vértice principal que no estén asociadas las partículas anteriormente seleccionadas. Los depósitos de partículas neutras *soft* no se incluyen en este término ya que en su mayoría son producto del *pile-up* y su inclusión reduce el desempeño en la reconstrucción de E_T^{miss} .

Capítulo 4

Eficiencia del trigger de fotones



En el Capítulo [\[\[\[trigger/detector\]\]\]](#) se detalló el funcionamiento del sistema de trigger y su importancia para los distintos análisis que se realizan dentro de la colaboración. La medida precisa de la eficiencia de los triggers es empleada para tener conocimiento del rendimiento de los mismos y poder entonces determina la aceptación de los análisis físicos de interés que involucran cada uno de los triggers utilizados. En este Capítulo se discute en particular la medida de la eficiencia de los triggers de fotones, que son de especial importancia para esta tesis. El método empleado utiliza una muestra de datos con fotones de alta pureza seleccionados a partir de eventos con bosones Z que decaen radiativamente. Este método se utiliza para la medida de la eficiencia de triggers con fotones de bajo p_T debido a la baja estadística de la muestra. Complementariamente se utiliza otro método denominado *Bootstrap*, que tiene una mayor estadística a costo de una menor pureza, para los triggers con fotones de alto p_T .

4.1. Reconstrucción de fotones en el Trigger

La reconstrucción de fotones [\[35\]](#) (y de forma similar la de electrones) en el Trigger comienza en el L1 con la construcción de regiones de interés (RoIs) utilizando sólo la información del calorímetro. A partir de esas RoIs el HLT ejecuta algoritmos de reconstrucción rápida que utilizan adicionalmente información del detector interno dentro de la RoI, permitiendo una selección e identificación inicial de fotones junto con un temprano rechazo de fondo. En el caso de que el candidato cumpla los requisitos de selección rápidos se ejecuta a continuación los algoritmos de precisión, que utilizan información adicional en regiones del detector fuera de la RoI. Estos algoritmos son similares a los utilizados en la reconstrucción *offline* con la diferencia de que no reconstruyen *superclusters* de fotones. A continuación se detallan los mecanismos realizados en ambas etapas del trigger.

Reconstrucción de fotones en el L1

Los triggers del L1 utiliza la información del calorímetro en la región central ($|\eta| < 2.5$) para construir las RoIs, que consisten en torres (*trigger towers*) de 4×4 celdas de 0.1×0.1 en η y ϕ . Un algoritmo (*sliding-window* [12]) busca los conjuntos de celdas de 2×2 cuya suma de energía transversa de uno de los cuatro posibles pares de celdas vecinas más cercanas (1×2 o 2×1) supere el umbral de energía que define al trigger. Este umbral puede depender de η con una granularidad de 0.1, en general variando entre -2 y 3 GeV con respecto al umbral nominal, y en ese caso se agrega una letra ‘V’ al final del nombre del trigger. A su vez se puede aplicar un rechazo de actividad hadrónica, donde se rechaza al candidato si la suma de energía transversa de las celdas en el calorímetro hadrónico de la ventana de 2×2 es mayor a 1 GeV y supera $E_T/23 - 0.2$. En ese caso se agrega una ‘H’ al final del nombre del trigger. Finalmente se puede incluir requisitos de aislamiento que rechazan a los candidatos si la suma de la energía transversa en las 12 celdas alrededor de la ventana de 2×2 es mayor a 2 GeV y supera $E_T/8 - 1.8$, agregando una ‘I’ al nombre del trigger. Por ejemplo, el trigger L1_EM20VHI tiene un umbral de 20 GeV variable en η y utiliza el rechazo hadrónico y la selección de aislamiento. Tanto el rechazo hadrónico como la selección de aislamiento se aplican solamente a triggers con umbral mayor a 50 GeV.

Reconstrucción de fotones en el HLT

La reconstrucción en el HLT comienza aplicando algoritmos de reconstrucción rápida para reconstruir *clusters* con las celdas de las RoIs obtenidas en el L1. Para acelerar el proceso estos algoritmos solo utilizan la segunda capa del calorímetro electromagnético para encontrar la celda con mayor energía transversa de la RoI (*seed*). La posición del cluster se obtiene calculando el energy-weighted average cell positions dentro de una ventana de 3×7 ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.175$) centrada en la celda *seed*. Para calcular la energía acumulada se utiliza una ventana de 3×7 ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.175$) en la región *barrel* y una ventana de 5×5 ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.125$) en el *endcap*. Adicionalmente se realizan correcciones basadas en los algoritmos de reconstrucción que mejoran la resolución de la posición y energía del cluster. En esta etapa se realizan selecciones solamente basadas en la energía transversa del cluster y en los parámetros R_{had} , R_η y E_{ratio} .

Si el candidato pasa la selección anterior se utiliza una región levemente mayor a la RoI para ejecutar los algoritmos de precisión. Estos algoritmos son los mismos empleados en la reconstrucción *offline* [12] para construir el *clusters* y técnicas multivariable [13] para hacer correcciones en su energía. La identificación online de fotones utiliza las mismas shower shapes que en la reconstrucción *offline*, definiendo tres *working points*: *loose*, *medium* (empleado solamente en el HLT), y *tight*. Adicionalmente es posible incluir requisitos de aislamiento calorimétrico utilizando *topo-clusters*, de forma similar a la reconstrucción *offline*. Para ello se reconstruye la totalidad de los *topo-clusters* presentes en el evento para calcular la densidad de energía del evento en el HLT, necesaria para

sustraer el ruido de la señal en el cono de aislamiento. El cono se construye con un radio de $\Delta R < 0.2$ (0.4) alrededor del candidato para el punto de trabajo de aislamiento *very-loose* (*tight*), denotado en el nombre del trigger como *icalovloose* (*icalotight*). Un fotón en el HLT se considera aislado if the ratio of the transverse energy in the topo-clusters to the transverse energy of the photon candidate is less than 10 % (3 % con un corrimiento de energía de 2.45 GeV similar al de la Tabla 3.2). La reconstrucción de los *topo-clusters* del evento se realiza una sola vez en el evento y es utilizado por todos los triggers, inclusive aquellos que no utilizan fotones.

4.2. Nomenclatura y menú del trigger de fotones



La convención de nombres de triggers utilizada en el detector ATLAS es de la forma:

‘Nivel de trigger’_‘Multiplicidad del objeto’_‘Tipo de objeto’_‘Umbral de E_T ’_‘Requisitos adicionales’



El nivel del trigger puede ser tanto L1 como HLT. La multiplicidad representa la cantidad de objetos que pretende seleccionar el trigger con esos mismo requisitos. Los posibles tipos de objetos para los triggers de fotones pueden ser ‘EM’ en el caso de triggers del L1 y ‘g’ para el HLT. En el caso de triggers del L1 es posible que incluyan los requisitos ‘I’, ‘H’ o ‘V’ descritas anteriormente. Los triggers compuestos por la disyunción de otros dos trigger, incluyen ambas componentes en el nombre sucesivamente. Finalmente en los requisitos adicionales se incluye la identificación, y en caso de haber requisito de aislamiento se agrega a continuación. Opcionalmente para los HLT triggers se puede explicitar el trigger del L1 que se utilizó como semilla. Por ejemplo la nomenclatura `HLT_2g20_tight_icalovloose_L12EM15VHI` representa un trigger del HLT que selecciona eventos con al menos dos fotones con $E_T > 20$ GeV, ambos que pasen los requisitos de identificación *tight* y de aislamiento *icalovloose*, y adicionalmente se especifica el seed L1 trigger que requiere de dos L1 EM clusters con un umbral dependiente en η y centrado en 15 GeV, con los requisitos de aislamiento y rechazo hadrónico.

El menú de trigger de fotones se detalla en la Tabla 4.1. El trigger primario de un fotón con menor umbral y sin *prescale* está diseñado para búsquedas de física nueva más allá del SM con fotones de alto E_T , mientras que el de dos fotones se utiliza principalmente para seleccionar eventos con bosones de Higgs decayendo a fotones. Los triggers de dos fotones con umbrales bajos e identificación *tight* son empleados para estudios más allá del SM con resonancias de baja masa (~ 60 GeV).

Tabla 4.1: Menú del trigger de fotones utilizados a lo largo de cada año durante el Run 2

Tipo de trigger	2015	2016	2017-2018
L1 simple	L1_EM20VH	L1_EM22VHI	
L1 doble	L1_2EM10VH	L1_2EM15VH	L1_2EM15VHI
Primario de un fotón	HLT_g120_loose	HLT_g140_loose	
Primario de dos fotones	HLT_g35_loose_g25_loose		HLT_g35_medium_g25_medium
<i>Loose</i> doble	-		HLT_2g50_loose
<i>Tight</i> doble	HLT_2g20_tight	HLT_2g22_tight	HLT_2g20_tight_icalovloose

4.3. Método del bosón Z decayendo radiativamente

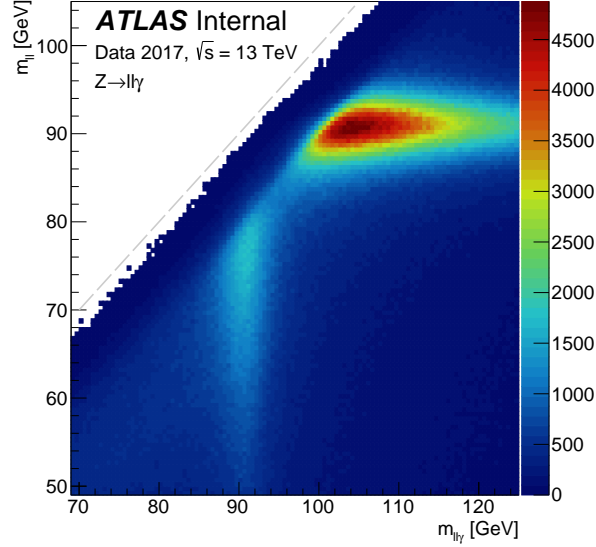
Debido al amplio conocimiento adquirido en las últimas décadas sobre las propiedades del bosón Z , el mismo es empleado en la actualidad para realizar medidas de calibración y eficiencia. El decaimiento radiativo del bosón Z ocurre cuando uno de los productos del decaimiento leptónico irradia un fotón ($Z \rightarrow l^+l^-\gamma$, $l = e, \mu$). Este decaimiento en particular se utiliza cuando se desea obtener una muestra de fotones con una elevada pureza, debido a que al reconstruir la masa invariante de los tres objetos y requerir que sea compatible con la del bosón Z , la posibilidad de que el fotón haya sido erróneamente reconstruido es muy baja. Teniendo en cuenta la alta pureza de fotones de la muestra esta técnica no requiere de métodos de sustracción de fondo. La desventaja de este método es la baja estadística de eventos con estas características, por lo que es utilizado para medir eficiencias de triggers con umbrales menores a 60 GeV.

La eficiencia de un determinado trigger se define como la fracción de eventos que pasaron el mismo con respecto al total de eventos presentes en la muestra:

$$\epsilon = \frac{N_{\text{trig}}}{N_{\text{total}}} \quad (4.1)$$

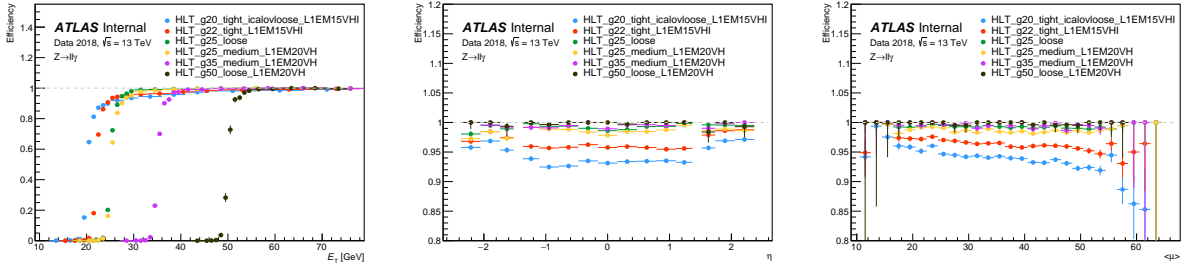
La eficiencia se calcula en función de distintas variables como por ejemplo p_T y η del objeto, o el $\langle\mu\rangle$ del evento. En el caso de una eficiencia teórica en función del p_T la forma de la misma debería ser una función escalón de Heaviside centrada en el valor de corte de p_T del trigger. El sistema de trigger toma una decisión basada en la reconstrucción de objetos *online* o tiempo real, sin embargo para los análisis físicos los objetos de interés son los reconstruidos *offline* (fuera de línea) de mayor precisión. Es por esto que las eficiencias se evalúan con respecto a estos últimos objetos, observando entonces un desvanecimiento de la curva escalón en el valor de selección *online*, en la llamada región de encendido (*turn-on*) del trigger en estudio. Los triggers y algoritmos de reconstrucción e identificación están diseñados para impedir una dependencia de la eficiencia en η o $\langle\mu\rangle$, por lo que al expresarla en función de estas variables se espera una curva plana muy cercana a 1. En el caso de triggers compuestos, se calcula la eficiencia de cada componente y la eficiencia total resulta como el producto de ambas.

Figura 4.1: Gráfico de la masa invariante de los leptones en función de la masa invariante de ambos junto con el fotón.



La medida de la eficiencia de cada trigger utiliza los datos tomados en el año correspondiente al mismo, listados en la Tabla 4.1. En el caso de que el trigger o una de sus componentes se haya configurado con un *prescale*, el mismo se emplea en modo *rerun* para la medida de la eficiencia. La muestra de datos se obtiene a partir de eventos que pasaron los triggers primarios de electrones o muones, junto con la *derivation* EGAM3 (EGAM4) que preselecciona eventos con los electrones (muones) y un fotón, con requisitos orientados a este tipo de decaimiento. A los eventos se les solicita tener al menos dos leptones de carga opuesta y un fotón, todos con $p_T > 10$ GeV. El fotón debe estar dentro de la región $|\eta| < 2.37$ y pasar el WP de identificación *tight*. Las eficiencias se calculan dependiendo del WP de aislamiento del fotón utilizado, por lo que se calcularon para *FixedCutTightCaloOnly* y *FixedCutLoose*. Los leptones deben estar dentro de la región $|\eta| < 2.47$, pasar el WP de identificación *medium*, el de aislamiento *loose* y tener $|z_0| < 10$ mm y $\sigma(d_0) < 10$. A su vez el evento es rechazado si el ΔR entre el fotón y alguno de los leptones es menor a 0.2. Finalmente se realiza una selección en la masa invariante de los leptones (m_{ll}) y la de los 3 objetos ($m_{ll\gamma}$). En la Figura 4.1 se muestra el gráfico de m_{ll} en función de $m_{ll\gamma}$. En la misma se puede observar que la mayoría de los eventos se encuentra en la región $m_{ll} \sim 91$ GeV y $m_{ll\gamma} > \sim 96$, estos representan eventos en los cuales un bosón Z decayó a un par de leptones, y que adicionalmente en el evento se encontraba un fotón proveniente de otro proceso. En cambio en la región $86 < m_{ll\gamma} < 96$ y $40 < m_{ll} < 83$ la masa invariante de los pares de leptones no alcanza la del bosón Z , pero al combinarlos con el fotón sí lo hace. Al aplicar este último corte se garantiza que un leptón necesariamente haya irradiado y que el fotón provenga del decaimiento del bosón Z y no de otro proceso. En el caso de tener en el evento más de un fotón o más de dos leptones que cumplan los requisitos, se seleccionó el trío cuya masa invariante sea la más cercana a la del bosón Z .

Figura 4.2: Eficiencias de los triggers de $Z \rightarrow \ell\ell$ para el año 2018 en función del p_T (izquierda), η (centro) y $< \mu >$ (derecha).



La incertidumbre estadística para la eficiencia se obtiene o el intervalo de confianza de un estimador de Bayes con el método de Jeffrey [36]. Las incertezas sistemáticas se obtienen a partir de las variaciones en las eficiencias al modificar algunas de las selecciones empleadas en el método. El requisito sobre las masas invariantes se varió de $36 < m_{\ell\ell} < 87$ GeV a $44 < m_{\ell\ell} < 79$ GeV, y de $82 < m_{\ell\ell\gamma} < 100$ GeV a $88 < m_{\ell\ell\gamma} < 94$ GeV. Se modificó el requerimiento de identificación de los leptones a *tight* y *medium*, y de aislamiento a *FC*Tight.

En la Figura 4.2 pueden observar los resultados de las eficiencias en función de las distintas variables.

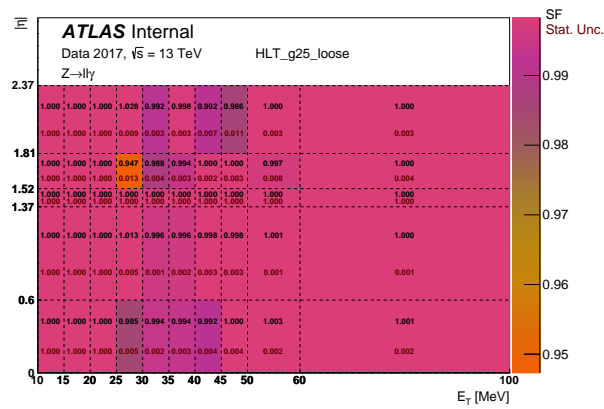
4.4. Factores de escala de las eficiencias

Las simulaciones de Monte Carlo logran reproducir los procesos físicos en general con una alta precisión, pero naturalmente presentan imperfecciones principalmente relacionadas con la simulación de la interacción de las partículas con el material del detector. Estos efectos se traducen en eficiencias distintas (en general más altas) que las respectivas producidas en datos. Con el objetivo de corregir las simulaciones y que se asemejen lo más posible a los datos se calculan los Factores de Escala (SF), que son factores multiplicativos (pesos) aplicados luego a cada evento simulado según corresponda. Para el caso de la eficiencia del trigger de fotones, los SFs se definen como el cociente entre las eficiencias calculadas en datos y las calculadas con simulaciones:

$$SF(p_T, \eta) = \frac{\epsilon^{(\text{datos})}(p_T, \eta)}{\epsilon^{(\text{MC})}(p_T, \eta)} \quad (4.2)$$

En la región con p_T menor al umbral, donde las eficiencias son prácticamente nulas, y en la región del crack se definen los SFs igual 1 ± 1 . Las eficiencias de las simulaciones utilizan muestras con procesos con producción de electrones o muones junto con un fotón, y se calculan exactamente de la misma forma que en datos. En la Figura 4.3 se observa el SF obtenido para el trigger HLT_g25_loose con un WP de aislamiento FixedCutTightCaloOnly.

Figura 4.3: Factor de escala de la eficiencia del trigger HLT_g25_loose con un WP de aislamiento FixedCutTightCaloOnly



Capítulo 5

**Estrategia de búsqueda de SUSY con
fotones, jets y MET en el estado final**

...

Capítulo 6

Resultados e interpretación del análisis

...

Capítulo 7

Conclusión

...

Agradecimientos

...

Bibliografía

- [1] Lyndon R Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *J. Instrum.*, 3:S08001. 164 p, 2008. This report is an abridged version of the LHC Design Report (CERN-2004-003).
- [2] *LEP design report*. CERN, Geneva, 1983. By the LEP Injector Study Group.
- [3] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.
- [4] CMS.
- [5] LHCb.
- [6] ALICE.
- [7] magnet.
- [8] ATLAS Collaboration. ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report, 2010.
- [9] ATLAS Collaboration. Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015–2017 LHC proton–proton collision data. *JINST*, 14:P12006, 2019.
- [10] ATLAS Collaboration. Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data. *Eur. Phys. J. C*, 76:666, 2016.
- [11] ATLAS Collaboration. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data. *Eur. Phys. J. C*, 74:3071, 2014.
- [12] W Lampl, S Laplace, D Lelas, P Loch, H Ma, S Menke, S Rajagopalan, D Rousseau, S Snyder, and G Unal. Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance. Technical Report ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr 2008.
- [13] ATLAS Collaboration. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using 2015–2016 LHC proton–proton collision data. *JINST*, 14:P03017, 2019.
- [14] ATLAS Collaboration. Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1. *Eur. Phys. J. C*, 77:490, 2017.

-
- [15] newt.
 - [16] ATLAS Collaboration. Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run 2 data collected in 2015 and 2016. *Eur. Phys. J. C*, 79:205, 2019.
 - [17] ATLAS Collaboration. Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 79:639, 2019.
 - [18] Kalman.
 - [19] chi2.
 - [20] gsf.
 - [21] trt.
 - [22] ATLAS Collaboration. Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using 2012 LHC proton–proton collision data. *Eur. Phys. J. C*, 77:195, 2017.
 - [23] Cacciari.
 - [24] ATLAS Collaboration. Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 76:292, 2016.
 - [25] silicon.
 - [26] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The anti- k_t jet clustering algorithm. *JHEP*, 04:063, 2008.
 - [27] trimming.
 - [28] ATLAS Collaboration. Jet energy scale measurements and their systematic uncertainties in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 96:072002, 2017.
 - [29] ATLAS Collaboration. Performance of pile-up mitigation techniques for jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 76:581, 2016.
 - [30] ATLAS Collaboration. Jet energy scale and resolution measured in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. 2020.
 - [31] btag.
 - [32] ATLAS Collaboration. Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 78:903, 2018.

-
- [33] ATLAS Collaboration. Performance of missing transverse momentum reconstruction in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ATLAS. *Eur. Phys. J. C*, 72:1844, 2012.
- [34] ATLAS Collaboration. Performance of algorithms that reconstruct missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 8$ TeV proton–proton collisions in the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 77:241, 2017.
- [35] ATLAS Collaboration. Performance of electron and photon triggers in ATLAS during LHC Run 2. *Eur. Phys. J. C*, 80:47, 2020.
- [36] jeffrey.