

Índice general

1. Modelo Estándar y Supersimetría	1
1.1. Modelo Estándar	1
1.1.1. Colisión pp	2
1.1.2. Física mas allá del SM	4
1.2. Supersimetría	5
2. El LHC y el detector ATLAS	7
2.1. El detector ATLAS	8
2.2. Sistema de coordenadas	8
2.3. Los subdetectores de ATLAS	10
2.3.1. El detector interno	10
2.3.2. Calorímetros	10
2.3.3. Espectrómetro de muones	11
2.4. Sistema de <i>trigger</i>	12
3. Reconstrucción e identificación de objetos físicos	13
4. Estrategia general del análisis	15
4.1. Regiones de señal, control y validación	16
5. Electrones identificados como fotones	17
5.1. Medición del factor	17

6. Conclusión	21
Bibliografía	23

Capítulo 1

Modelo Estándar y Supersimetría

1.1. Modelo Estándar

El Modelo Estándar (SM) es la teoría que describe a las partículas elementales y a sus interacciones [1, 2]. Según el SM las partículas se clasifican en dos grandes grupos: fermiones y bosones. Los primeros se caracterizan por obedecer la estadística de Fermi-Dirac y tener spin semientero. A su vez, se clasifican en leptones y quarks, según si experimentan o no la interacción fuerte, siendo los últimos los que poseen carga de color. Existen 6 tipos de leptones y de quarks, y se clasifican en tres generaciones según su masa, las dos últimas son inestables por lo que decaen a las de la primera generación. Por ende la materia ordinaria está compuesta por fermiones de primera generación.

Así como los fermiones están asociados a la materia, los bosones están asociados a los portadores de las interacciones. Los mismos se caracterizan por obedecer la estadística Bose-Einstein y por tener spin entero. Existen 4 tipos de interacciones fundamentales. La electromagnética, que afecta a las partículas con carga eléctrica, cuyo bosón asociado es el fotón. La débil, que actúa tanto en los quarks como en los leptones, asociada a los bosones W^\pm y Z^0 . La interacción fuerte, que actúa en las partículas con carga de color, cuyo portador son los gluones. Finalmente, la cuarta interacción es la gravitatoria. La misma no está descrita por el SM, pero supone que debería actuar sobre partículas masivas (o todas ???) y su bosón asociado es el gravitón. Todas las partículas tienen asociadas una antipartícula, con la misma masa pero con sus números cuánticos opuestos. La Tabla 1.1 resume las propiedades de las partículas mencionadas.

El SM se construye formalmente como una teoría de gauge no abeliana, imponiendo invarianza de gauge local sobre campos cuantificados que describen las partículas fundamentales, dando lugar a los campos de gauge que describen las interacciones. Su grupo de simetría es:

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

Tabla 1.1: Partículas elementales del SM.

	Partículas			Spin	Carga eléctrica
Quarks	$(u, d)_L$	$(c, s)_L$	$(t, b)_L$	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	$(\frac{2}{3}, -\frac{1}{3})$
	u_R	c_R	t_R	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$
	d_R	s_R	b_R	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$
Leptones	$(\nu_e, e^-)_L$	$(\nu_\mu, \mu^-)_L$	$(\nu_\tau, \tau^-)_L$	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	$(0, -1)$
	e_R^-	μ_R^-	τ_R^-	$\frac{1}{2}$	-1
Bosones de Gauge	g			1	0
	W^\pm, Z			1	$\pm 1, 0$
	G^*			2	0
Bosones escalares	H			0	0

* No observada experimentalmente

donde Y (la hipercarga), L (la helicidad izquierda) y C (la carga de color) representan las cantidades conservadas del grupo de simetría. El subgrupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ representa el sector electrodébil (QED + interacción débil) y el subgrupo $SU(3)_C$ incluye la cromodinámica cuántica (QCD).

En el SM las partículas adquieren su masa mediante el mecanismo de Higgs [3], a partir de la ruptura espontánea de la simetría electrodébil:

$$\mathcal{G}_{SM} \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_Q \quad (1.2)$$

produciendo los bosones masivos W^\pm y Z^0 . Como consecuencia, es necesario incluir en el lagrangiano un nuevo campo escalar, dando lugar a un nuevo bosón masivo de spin 0, llamado bosón de Higgs. La interacción de los fermiones con este campo, también da lugar a la masa de los mismos.

El SM tiene 19 parámetros libres: las 9 masas de los fermiones (considerando que los neutrinos tienen masa nula), las 3 constantes de acoplamiento de las interacciones, los 3 ángulos de mezcla de la matriz CKM junto con la fase de la violación CP, el ángulo de vacío de QCD y finalmente la masa del Higgs y su valor de expectación del vacío.

1.1.1. Colisión pp

El LHC es un colisionador de protones, por lo tanto para comprender los procesos que ocurren en el mismo, es necesario entender la estructura del protón. Su composición se puede describir mediante la cromodinámica cuántica (QCD), que explica las interacciones entre partículas que poseen carga de color: quarks y gluones. Los mediadores de la interacción, los gluones, pueden interactuar consigo mismo, lo que produce que la fuerza dependa de la distancia entre las cargas. De esta forma, la constante de acoplamiento de la fuerza, aumenta a grandes distancias (o bajas energías) y disminuye para distancias

menores (altas energías). Es por este motivo que los cálculos perturbativos solo se pueden efectuar a altas energías. Otra característica de la interacción es el confinamiento, es decir, que las partículas con color no puedan existir libremente. Solo estados de color neutro de múltiples partículas de color pueden ser observados en la naturaleza viajando distancias macroscópicas.

El proton es un barión, constituido por dos quarks u y un quark d , cada uno con una carga de color tal que deje al protón en un estado neutro. Estos tres quarks son llamados quarks de valencia del protón, y están rodeados por un mar de gluones y pares de quark-antiquark que surgen de fluctuaciones cuánticas. A altas energías la colisión entre protones se puede considerar como una colisión entre dos de sus constituyentes, aplicando el «modelo de partones». Los quarks de valencia y los quarks y antiquarks del mar junto con los gluones son llamados «partones» del protón. Cada partón lleva solo una fracción del momento y la energía del protón. Para la medición de una sección eficaz de dispersión fuerte que involucre quarks y gluones en el estado inicial, es necesario conocer el momento de las partículas incidentes. Como los partones solo llevan una fracción del momento del protón, y están en interacción permanente entre ellos, el momento es desconocido, por lo que la escala de energía de las colisiones varía. Además, como se mencionó, los quarks (q) y gluones (g) salientes no pueden observarse directamente debido al confinamiento, pero son observados en el detector como jets. Entonces no es posible medir una sección eficaz partónica como $\sigma(qg \rightarrow qg)$, pero se puede hacer una medida inclusiva, como la sección eficaz hadrónica $\sigma(pp \rightarrow jj)$ con dos jets en el estado final. En teoría de perturbaciones, para pasar desde la sección eficaz partónica a la sección eficaz hadrónica es necesario conocer la probabilidad de que un partón de tipo n sea encontrado con una fracción de momento x , es decir, las funciones de distribución partónica (PDF). Estas funciones son determinadas a partir de datos obtenidos de los propios experimentos de altas energías, ya que no pueden determinarse a partir de la teoría.

Esta conexión entre los hadrones observables y el nivel partónico es posible gracias al concepto de «factorización», que permite una separación sistemática entre las interacciones de corta distancia (de los partones) y las interacciones de larga distancia (responsables del confinamiento de color y la formación de hadrones). El teorema de factorización establece que la sección eficaz de producción de cualquier proceso de QCD del tipo $A + B \rightarrow X$, siendo a_i (b_j) los constituyentes del hadrón inicial $A(B)$, puede ser expresada como:

$$\sigma_{AB \rightarrow X} = \sum_{ij} \int dx_{a_i} dx_{b_j} f_{A/a_i}(x_{a_i}, \mu_F^2) f_{B/b_j}(x_{b_j}, \mu_F^2) \sigma_{a_i b_j}(\mu_F^2, \mu_R^2) \quad (1.3)$$

donde x_i (x_j) es la fracción del momento del hadrón $A(B)$ que lleva el partón a_i (b_j) y $\sigma_{a_i b_j \rightarrow X}$ es la sección eficaz de la interacción a nivel partónico, calculada a un dado orden de perturbaciones y una escala de renormalización μ_R . La escala de renormalización es introducida para absorber las divergencias ultravioletas que aparecen en los cálculos perturbativos más allá del primer orden. Las funciones $f_{A/a_i}(x_{a_i}, \mu_F^2)$ son las PDF, que representan la probabilidad de encontrar un partón de tipo n en el hadrón h con una frac-

ción de momento x_n , dada una escala de factorización μ_F . Esta escala es un parámetro arbitrario introducido para tratar singularidades que aparecen en el régimen no perturbativo. Estas divergencias son absorbidas, en forma similar a la renormalización, dentro de las funciones de distribución partónicas a la escala μ_F . Si bien las PDF no pueden ser determinadas perturbativamente, se puede predecir su dependencia con el impulso transferido Q^2 por medio de las ecuaciones de evolución DGLAP. De esta forma, la medida experimental de su forma funcional a un dado Q_0^2 fijo permite obtener predicciones de las PDF para un amplio espectro de Q^2 .

1.1.2. Física mas allá del SM

El SM provee una descripción notablemente exitosa de todos los fenómenos accesibles con los experimentos de altas energías disponibles actualmente. Sin embargo, también se sabe que el SM deja cuestiones sin resolver, tanto desde el punto de vista teórico, como experimental.

El triunfo de la teoría electrodébil, parece indicar que todas las interacciones corresponden a distintas manifestaciones de un único campo unificado y que el SM es una teoría efectiva a bajas energías (del orden de los 100 GeV). Incluso ante la ausencia de la gran unificación de las fuerzas electrodébil y fuerte a una escala muy alta de energía, el SM debería ser modificado para incorporar los efectos de la gravedad a la escala de Planck.

Otro síntoma de incompletitud es la gran cantidad de parámetros libres (19) que deben ajustarse a los datos observados, ya que no resultan de principios teóricos más fundamentales. Más aun, el SM no explica por qué la escala de la interacción electrodébil y la escala de Planck es tan chica («problema de jerarquía»), ni por qué la masa del Higgs es más liviana que la masa de Planck («problema de naturalidad»).

Desde el punto de vista experimental, también existen algunos resultados que no pueden acomodarse dentro del SM. Distintos experimentos demostraron que si bien los neutrinos tienen una masa muy pequeña, la misma no es nula. En contraposición con el SM que considera a los mismos no masivos. De todas formas, es posible escribir un término de masa para los neutrinos en el lagrangiano, pero el mismo requiere de la existencia de neutrinos con quiralidad izquierda, que aún no fueron observados.

El SM tampoco provee un candidato para la materia oscura. A partir de la observación del movimiento de las galaxias, se sabe que el mismo no se corresponde con la cantidad de materia observada, y es por eso que se propone la existencia de materia indetectable para los instrumentos astronómicos de medición actuales. La materia oscura debería corresponder a partículas masivas, que interactúen solamente mediante las fuerzas débil y gravitacional.

Es por esto que existen diferentes teorías que proponen soluciones a estos problemas del SM. Una de ellas, y la que concierne a esta tesis, es la Supersimetría.

1.2. Supersimetría

...

La parte eléctricamente neutra del campo de Higgs del SM es un escalar complejo H con un potencial clásico $V = m_H^2 |H|^2 + \lambda |H|^4$. El SM necesita un valor de expectación de vacío (VEV) para H no nulo, en el mínimo del potencial. Esto ocurre si $\lambda > 0$ y $m_H^2 < 0$, resultando en $\langle H \rangle = \sqrt{-m_H^2/2\lambda}$. Experimentalmente, de las medidas de las propiedades de las interacciones débiles, se sabe que el valor de $\langle H \rangle$ es de aproximadamente 174 GeV. El descubrimiento del bosón de Higgs en el 2012 con una masa cercana a 125 GeV implica que, suponiendo que el SM es correcto como una teoría efectiva, $\lambda = 0,126$ y $m_H^2 = -(92,9 \text{ GeV})^2$.

Por cada partícula a la que se acopla el campo de Higgs, m_H^2 recibe una gran corrección cuántica de los efectos virtuales. Por ejemplo, si el campo de Higgs se acopla a un fermión f

Capítulo 2

El LHC y el detector ATLAS

El Gran Colisionador de Hadrones (*Large Hadron Collider* (LHC)) es el acelerador de hadrones del Centro Europeo para la Investigación Nuclear (CERN), ubicado en la frontera entre Francia y Suiza. Posee una longitud de 27 km y fue construido en el mismo túnel en el que funcionaba el acelerador e^+e^- LEP (entre 1989 y 2000), a una profundidad variable entre 50 y 174 m de la superficie.

El LHC está diseñado para colisionar protones (e iones pesados) a una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Para ello el CERN posee un complejo de aceleradores que, en sucesivas etapas, incrementan la energía de los protones. 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 que generan un campo magnético de 8,4 T enfriados a 1,9 K, lo que permite acelerar a los protones y mantenerlos en su órbita circular. El sistema de focalización de los haces consiste de 392 cuadrupolos magnéticos que generan campos magnéticos de 6,8 T.

El diseño del LHC contempla trenes de 2808 paquetes de $\sim 10^{11}$ protones cada uno, espaciados temporalmente en 25 ns. Para caracterizar el funcionamiento del acelerador, se utiliza una variable denominada luminosidad instantánea. Se define como el número de partículas por unidad de tiempo y unidad de área:

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

donde f_{rev} es la frecuencia de revolución (~ 11 kHz), n_b es el número de *bunches* (paquetes de protones) 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.

... Datos actuales

2.1. El detector ATLAS

ATLAS (**A** *Toroidal LHC Aparatu***S**) [4] es uno de los experimentos multipropósito del LHC, diseñado para estudiar las colisiones protón-protón a altas energías provistas por el LHC.

El detector tiene una simetría aproximadamente cilíndrica, y está compuesto de distintos subdetectores que cumplen diversas funciones. En la zona más próxima al haz se encuentra el detector interno de trazas (ID), compuesto de un detector de píxeles, un detector de bandas de silicio (SCT) y un detector de radiación de transición (TRT). Envolviendo el ID se encuentra un solenoide superconductor que genera un campo magnético de 2 T, que curva la trayectoria de las partículas cargadas para así medir su impulso.

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

Finalmente, se encuentra el espectrómetro de muones (MS) intercalado con un sistema de imanes toroidales, que generan un campo magnético necesario para curvar la trayectoria de los muones hacia el detector.

El detector ATLAS se divide geométricamente 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 que en la región *endcap* se disponen como discos perpendiculares a la dirección del haz.

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. El eje z corresponde al eje del haz, el eje

x se define desde el punto de interacción hacia el centro del LHC, y el eje y se define apuntando hacia arriba.

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 θ se mide con respecto al eje del haz.

Una cantidad muy importante utilizada en física de altas energías es la llamada rapidez:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.3)$$

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

$$\eta = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (2.4)$$

La razón detrás de esta transformación de coordenadas es el hecho 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. Así, 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, el impulso total transversal es conservado durante la colisión. Por esta razón, solo las componentes transversales son utilizadas en la descripción de la cinemática del evento, por ejemplo p_T ($= p \sin \theta$). En términos de la pseudorapidez, se define la energía transversa ($E_T = E \sin \theta$) de una partícula como:

$$E_T = \frac{E}{\cosh \eta} \quad (2.5)$$

donde E es su energía total.

2.3. Los subdetectores de ATLAS

2.3.1. El detector interno

El detector interno es el más próximo al haz y esta contenido dentro de un solenoide que provee un campo magnetico de 2 T. El mismo está compuesto por distintos detectores:

Detector de píxeles

Es el más interno de los detectores, construído 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* consiste en tres cilindros, mientras que la *endcap* tres discos. 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 80,4 millones de sensores, cada uno con una resolución intrínseca de entre $12\ \mu\text{m}$ y $110\ \mu\text{m}$.

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 los sensores de silicio están segmentados en micro bandas, dada la mas baja multiplicidad de partículas. La resolución varía entre $16\ \mu\text{m}$ y $580\ \mu\text{m}$. 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 detectar la radiación de transición que permite distinguir entre partículas cargadas pesadas y livianas (diferenciar entre π^\pm y e^\pm por ejemplo). El TRT se basa en el uso de tubos detectores que pueden operar a alta frecuencia de eventos gracias a su pequeño diámetro (4 mm) y el aislamiento de sus hilos centrales en volúmenes de gas individuales. La región *barrel* contiene 50000 tubos paralelos al eje del haz y la región *endcap* 420000 tubos orientados radialmente. Su resolución es de 0,17 mm.

2.3.2. 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 esas generan en el material del mismo. Además, permite

discriminar electrones y fotones de jets, medir el desbalance de energía transversa y la selección online de eventos potencialmente interesantes (*trigger*). Este sistema incluye un calorímetro electromagnético (ECAL) y otro hadrónico (HCAL).

Calorímetro electromagnético

Figura ... Las partículas incidentes interactúan con el material absorbente (Pb), creando una lluvia de partículas cargadas y neutras. Las partículas cargadas ionizan el medio activo (LAr) colocado entre las placas de plomo, 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.

El ECAL se divide en una parte central y los *endcaps*. 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*.

Calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico de ATLAS cubre el rango $|\eta| < 4,9$ usando diferentes materiales. La parte del *barrel* 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. En la región de *endcaps*, el calorímetro hadrónico se compone de dos ruedas 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 aceptación del calorímetro de ATLAS hasta prácticamente cubrir el ángulo sólido del punto de colisión.

2.3.3. 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 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 . Este es el subdetector más grande y el que le da a ATLAS su tamaño.

Los muones al ser altamente penetrantes, son las únicas partículas (excepto las invisibles que no interactúan) que llegan al sistema de muones. Estos pierden parte de su energía mientras penetran las capas internas de ATLAS antes de llegar al espectrómetro de muones. La pérdida de energía tiene que ser tenida en cuenta utilizando los depósitos de energía en los calorímetros.

2.4. Sistema de *trigger*

Capítulo 3

Reconstrucción e identificación de objetos físicos

Capítulo 4

Estrategia general del análisis

El análisis para el cual está orientada esta tesis, consiste en la búsqueda de Supersimetría en eventos con un fotón aislado muy energético, jets y gran cantidad de energía faltante. La estrategia general consiste en el conteo del número de eventos observado en exceso sobre el SM, en una cierta región del espacio de observables, rica en eventos de la señal considerada.

Para un correcto procedimiento, es necesario conocer los procesos del SM que tengan un estado final equivalente a de la señal buscada. Estos eventos toman el rol de fondo en el contexto de un análisis de búsqueda de SUSY. Para este análisis, van a ser los que tienen un fotón, jets y energía faltante en el estado final, y pueden dividirse en varias categorías. Por un lado, los procesos que dan lugar a eventos con un fotón y energía faltante real, es decir, los que llamamos fondos irreducibles. Estos son:

- $Z(\rightarrow \nu\nu) + \gamma$
- $W(\rightarrow l\nu) + \gamma$
- $t\bar{t} + \gamma$

También es posible que, aunque el proceso no tenga fotones en el estado final, un electrón o un jet sean identificados como un fotón, dando lugar a un estado final idéntico al buscado. En esta categoría están:

- $W(\rightarrow l\nu) + \text{jets}$
- $Z(\rightarrow \nu\nu) + \text{jets}$
- $t\bar{t}$
- WW, ZZ, WZ

Y por último, también puede haber procesos que a pesar de no generar energía faltante real, poseen lo que se denomina energía faltante instrumental, proveniente generalmente de la incorrecta reconstrucción de la energía de los jets. De esta manera, pueden dar lugar a eventos con el estado final de interés, los procesos QCD:

- γ +jets
- multijet, con alguno de los jets identificado como fotón
- $Z(\rightarrow ll) + \text{jets}$, donde un leptón o un jet es identificado como un fotón

4.1. Regiones de señal, control y validación

Al estudiar fenómenos de nueva física es necesario definir una región en el espacio de observables, donde el modelo de señal predice un exceso significativo de eventos sobre el nivel de fondo. Esta región se llama region de señal (SR). El análisis consiste basicamente en estimar las contribuciones de los procesos del SM que contaminan esta región. Para esto existen dos técnicas principales: utilizar directamente simulaciones Monte Carlo, o utilizar métodos basados en los propios datos observados. En algunos casos se emplea un tercer método para estimar los fondos, que consiste en utilizar la estimación proveniente de las simulaciones MC, pero corregida a partir de los datos. Para esto se define una región de control (CR) en la cual el fondo dominante pueda ser controlado comparándolo con los datos observados en esa misma región.

Las CRs son diseñadas especialmente para tener una alta pureza en uno de los procesos de fondo y deben estar libres de contaminación de señal. A través del ajuste a los datos, el número de eventos observado en una CR es usado para normalizar el número de eventos estimado de fondo en todas las regiones, especialmente en la SR. Otra componente importante del análisis es la validación de los métodos utilizados para predecir los fondos. Con este objetivo se definen regiones de validación (VR) que se encuentren entre las CR y las SR en términos de los principales observables cinemáticos en los criterios de selección. El diseño de las VR comprende un compromiso entre minimizar la contaminación de la señal, y a su vez ser efectivas en la validación de la extrapolación entre CR y SR.

Capítulo 5

Electrones identificados como fotones

Como ya se mencionó anteriormente, existe un fondo que contribuye a procesos asociados a fotones y jets como estado final, donde un electrón del estado final es identificado como un fotón. Este puede provenir de procesos del SM, como los que producen bosones W y Z + jets, y $t\bar{t}$. El mismo es difícil de estimar a partir de simulaciones, ya que dependen mucho de la estructura del detector que es muy complejo de modelar. El objetivo es estimar este fondo calculando un factor de identificación errónea en función de las variables η y p_T de los objetos, a partir de los datos tomados ...

5.1. Medición del factor

De una muestra de $Z \rightarrow ee$, se buscan eventos con un par electrón-positrón, o con un par electrón-fotón. Los requisitos para los electrones son $p_T > 25$ GeV, identificados como *medium* y punto de trabajo de aislamiento *gradient loose*. Para los fotones los requisitos son $p_T > 25$ GeV, *tight* y aislados. A ambos se les solicita que tengan un $\eta_{BE} < 2,37$, fuera de la región entre 1,37 y 1,52, con un parámetro de impacto d_0 con una significancia menor a 5, y con $|\Delta z_0 \sin \theta| < 5$. Además, si un electrón y un fotón son reconstruidos con $\sqrt{\Delta \phi^2 + \Delta \eta^2} < 0,4$, el fotón es descartado del evento. A todos los pares se les solicita que su masa invariante esté entre 75 y 105 GeV. Finalmente, en el caso de que existiese más de un par en el evento, se utiliza el que tiene la masa invariante más cercana a la del bosón Z. Ya que esto minimiza la contaminación de pares aleatorios, descartando solo los pocos eventos donde pueda haber más de un Z en estado final.

Cuando el evento contiene un par electrón-positrón, en un histograma con bins de η y p_T ($N^{ee}[\eta, p_T]$), se suma una entrada en el bin correspondiente al η y p_T de cada uno de los electrones. En el caso de que el evento tenga un par electrón-fotón, en otro histograma ($N^{eg}[\eta, p_T]$), se suma una entrada en el bin correspondiente al η y p_T , solamente del fotón. El correspondiente factor se obtiene entonces como:

$$F_{e \rightarrow \gamma}[\eta, p_T] = \frac{N^{eg}[\eta, p_T]}{N^{ee}[\eta, p_T]} \quad (5.1)$$

Para tener en cuenta la relación entre entradas correspondientes a la señal y las correspondientes al fondo, cada entrada en los histogramas es pesada con un peso que tiene en cuenta esta relación. Este peso se obtiene clasificando a los pares según el tipo (ee - eg) y según la región donde se reconstruían los objetos (EE - EB - BB). Para cada uno se calcula su masa invariante, y finalmente el peso resulta de la relación entre señal (S) y fondo (B): $w = \frac{S}{S+B}$. Esto se debe a que los pares tienen una probabilidad de no provenir del decaimiento del bosón Z, sino de otros procesos no resonantes de fondo. La relación entre señal y fondo tiene en cuenta esta probabilidad.

La concepción del método proviene de la siguiente consideración. Sea ϵ_i la eficiencia de reconstruir un electrón, con un valor de η y p_T correspondientes al bin i del histograma. Para una muestra de N pares de electrones y positrones reales (dentro del rango de masa), decimos que f_{ij} es la fracción de pares para los cuales el electrón *leading* (*sub-leading*) está dentro del bin i (j). Considerando solamente electrones-positrones provenientes del decaimiento de un bosón Z, el número de eventos en el bin i del histograma $N^{ee}[\eta, p_T]$ es entonces:

$$N_i^{ee} = \sum_j \epsilon_i \epsilon_j f_{ij} N + \sum_j \epsilon_j \epsilon_i f_{ji} N = \epsilon_i N \sum_j \epsilon_j (f_{ij} + f_{ji}) \quad (5.2)$$

De forma análoga, ahora considerando que p_i es la proporción de fotones reconstruidos como electrones en el bin i , la cantidad de eventos en el bin i del histograma $N^{eg}[\eta, p_T]$ es:

$$N_i^{eg} = \sum_j p_i \epsilon_j f_{ij} N + \sum_j p_j \epsilon_i f_{ji} N = p_i N \sum_j \epsilon_j (f_{ij} + f_{ji}) \quad (5.3)$$

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

$$F_{e \rightarrow \gamma}[\eta, p_T] \equiv \frac{N^{eg}}{N^{ee}} = \frac{p_i}{\epsilon_i} \quad (5.4)$$

Por ende, no es la proporción de fotones mal reconstruidos, sino que es el cociente entre esa proporción y la eficiencia de reconstruir un electrón. De esta forma el fondo correspondiente a electrones identificados como fotones resulta:

$$N_{e \rightarrow \gamma}(\eta, p_T, \dots) = F_{e \rightarrow \gamma}(\eta, p_T) \cdot N_e(\eta, p_T, \dots) \quad (5.5)$$

Donde $N_e(\eta, p_T, \dots)$ es el número de electrones en un determinado estado final.

Los datos utilizados para el análisis corresponden al Run 2 del LHC. Para los ajustes de la masas invariantes se utiliza como modelo de señal una *double-sided Crystall-ball*. Para el fondo se utiliza ???. Los resultados de los ajustes obtenidos para cada clasificación de los pares se pueden observar en las figuras ...

Se consideran distintas fuentes de incetezas sistemáticas. Una de ellas proveniente de la variación tanto el rango del fit, como el rango de masa de aceptación de los pares. El rango noinal del fit es ??? y se varía ???. El rango nominal de la masa es ??? y se varía ???. También se utiliza una muestra de Monte-Carlo del proceso $Z \rightarrow ee$, calculando su "verdadero" factor y considerando esta discrepancia como sistemático. Se tuvo en cuenta también, como fuente de sistemático, la variación en los valores de los factores al utilizar otra función para el ajuste del fondo, utilizándose ???.

Los resultados obtenidos para el factor en bins de η, p_T se muestran en la tabla...

Capítulo 6

Conclusión

Bibliografía

- [1] S. L. Glashow, [Nucl. Phys. **22** \(1961\) 579–588.](#)
- [2] S. Weinberg, [Phys. Rev. Lett. **19** \(1967\) 1264–1266.](#)
- [3] P. W. Higgs, [Phys. Rev. Lett. **13** \(1964\) 508–509.](#)
- [4] ATLAS Collaboration, [JINST **3** \(2008\) S08003.](#)