



## Trabajo de Grado

**Explorando la estructura del Protón con  
datos reales del detector ATLAS en el  
acelerador de Hadrones, LHC, del CERN.**

Fecha : Febrero 2013-2014.

Alumno : Fontenla Barba , Yanis.

Tutor : González de la Hoz , Santiago.

# Índice

<b>1. Introducción.</b>	<b>1</b>
<b>2. Modelo Estándar.</b>	<b>2</b>
<b>3. La máquina, LHC y ATLAS.</b>	<b>4</b>
3.1. Acelerador LHC. . . . .	4
3.2. Detector ATLAS. . . . .	6
3.2.1. Detector Interno . . . . .	6
3.2.2. Calorímetro Electromagnético y Hadrónico . . . . .	7
3.2.3. Cámara de muones . . . . .	8
3.3. Cinemática Relativista, Secciones Eficaces y Luminosidad. . . . .	8
3.4. Computación en ATLAS y Modelo de distribución de datos. . . . .	10
<b>4. Programa Informático para la visualización Integra de Sucesos , Minerva.</b>	<b>12</b>
<b>5. Selección de Sucesos <math>W^\pm</math> y <math>W^+W^-</math>.</b>	<b>14</b>
5.1. Bosón de Higgs. . . . .	15
<b>6. Análisis de datos para los posibles Candidatos.</b>	<b>17</b>
6.1. Exploración del protón a partir de sucesos que contengan el Bosón $W$ . . . . .	18
6.2. En búsqueda del Bosón de Higgs, analizando sucesos que contengan dos bosones $W$ . . . . .	21
<b>7. Conclusiones</b>	<b>23</b>
<b>Apéndices</b>	<b>25</b>
<b>A. Espacio de Minkowski y Pseudorapidez.</b>	<b>25</b>
<b>B. Método Estadístico y Cálculo de Incertidumbres.</b>	<b>25</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>26</b>

## Abstract

We provide a analytical complete study of the internal structure of the proton based on the experiments and the theoretical predictions of the Standard Model (*SM*). This can be done through the decay of the W boson from *pp* collisions with data coming from the ATLAS detector at the Large Hadron Collider. In addition, with this data information and given the nature of these collisions we will be able to make Higgs boson searches using WW decay channel.

## Resumen

Ofreceremos un estudio analítico integro de la estructura interna del protón basándonos en los experimentos y las predicciones teóricas del Modelo Estándar (*SM*). Éste , podrá llevarse a cabo por medio del canal de desintegración del bosón W proveniente de la colisión protón-protón con datos del detector ATLAS en el colisionador de Hadrones. Además , con estos datos y dada la naturaleza de la colisión podemos sonsacar más información con el canal de desintegración WW, de cuyo producto podrá provenir de una partícula compatible con un bosón de Higgs.

## 1. Introducción.

En este trabajo identificaremos y distinguiremos las distintas partículas elementales que constituyen la estructura interna del protón a partir de los experimentos, datos provenientes de los experimentos LHC [1] en el CERN del año 2011, y de la teoría del Modelo Estándar. Esto será posible gracias a datos reales en las colisiones protón-protón recopilados del experimento ATLAS [2], en el seno del LHC a  $\sqrt{s} = 7$  TeV y luminosidad integrada de  $1/3 \text{ fb}^{-1}$ . Para el desarrollo de este trabajo nos hemos basado teóricamente en el *SM* de una manera sencilla , pudiendo así entender el fundamento integro de los nucleones y sus constituyentes fundamentales. Tras ello, hemos realizado una introducción al mecanismo de Higgs mediante la ruptura espontánea de simetría en los estados fundamentales del modelo [3].

Esto nos conllevará a entender la física que se esconde tras el acelerador de Hadrones, [1] LHC. Tanto en la complejidad de su estructura como los procesos que intervienen en ella: el recorrido desde la producción de los protones hasta la colisión de estos, los diferentes componentes a nivel de detectores, La teoría que reproduce el comportamiento de las partículas bajo estos entornos tecnológicos , y evidentemente , la gran importancia que conlleva el almacenaje mediante la distribución y selección de la información que alberga los experimentos. La datos iniciales obtenidos serán refinados analíticamente mediante la aplicación Minerva [4], basada en Atlantis [5] y creada en Java, que permita la visualización de sucesos reales. Con estos datos refinados se estudiará por una parte la estructura interna del protón mediante el cociente de los eventos W teniendo siempre una evidencia numérica dada las probabilidades de desintegración de los diferentes canales W , y por otra parte , las posibles evidencias sobre la existencia del bosón de Higgs por medio de la estadística y de los modelos teóricos.

Debemos también tener en cuenta que al final de este trabajo adjuntaremos un apéndice con algunos aspectos más relevantes y generales, en base a nuestro estudio experimental. Esto incluye el espacio de Minkowski y la obtención de la pseudorapidez como mecanismo observacional dada nuestra disposición espacial , y , el cálculo de las incertidumbres utilizando propagación de errores para el cociente de los principales espectadores W.

## 2. Modelo Estándar.

El desarrollo del modelo teórico referente al  $SM$  actual fue aportado por Glashow [6] , Weinberg [7] y Salam [8], los cuales obtuvieron por esta interpretación el Premio Nobel en 1979. Este modelo agrupa en una sola teoría el mecanismo de Higgs y el modelo de Glashow, obteniendo así el Modelo Estándar ( $SM$ ) que conocemos actualmente. Este modelo trata de una teoría cuántica de campos que describe las interacciones de fermiones mediados por bosones. Las interacciones están regidas por la teoría gauge con simetría de grupo que engloba las interacciones  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  , indicando los subíndices  $C$  color,  $L$  campo levógiro e  $Y$  hipercarga débil. Este grupo de norma incluye el grupo de simetría de las interacciones fuertes,  $SU(3)_C$  , y el grupo de simetría de las interacciones electrodébiles,  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ .

Partiendo de una primera aproximación podríamos describir todo lo que nos rodea a partir de cuatro partículas (electrón, protón, neutrón y neutrino). Sin embargo, por la existencia de una subestructura en el interior de los nucleones, cuyos constituyentes fundamentales son los quarks, se puede hablar de la existencia de bariones, los cuales están formados por tres quarks,  $(q_1, q_2, q_3)$ , y sus respectivos antibariones  $(\bar{q}_1, \bar{q}_2, \bar{q}_3)$  , y de mesones, formados por un quark y un antiquark,  $(q_1, \bar{q}_2)$ . La materia fermiónica conocida está formada por leptones y quarks, pudiendo así agruparlos en tres familias:

$$\begin{bmatrix} \nu_e & u \\ e^- & d \end{bmatrix} ; \begin{bmatrix} \nu_\mu & c \\ \mu^- & s \end{bmatrix} ; \begin{bmatrix} \nu_\tau & t \\ \tau^- & b \end{bmatrix}$$

De una forma más general expondremos en la Tabla 1 los constituyentes elementales de la materia .

Tabla 1: Tabla de partículas fundamentales de la materia , con unidades másicas del  $GeV/c^2$ .

Leptones [ $J = \frac{1}{2}$ ]		Quarks [ $J = \frac{1}{2}$ ]		Bosones [ $Q = 0, \pm 1$ ]	
$Q = \frac{2}{3}$	$Q = -\frac{1}{3}$	$Q = \frac{2}{3}$	$Q = -\frac{1}{3}$	$J = 1$	$J = 0$
$\nu_e$ $m_{\nu_e} < 2 \cdot 10^{-6}$	$e^-$ $m_e = 5 \cdot 10^{-4}$	$u$ $m_u \sim 3 \cdot 10^{-3}$	$d$ $m_d \sim 5 \cdot 10^{-3}$	$\gamma, G^a$ $m_{\gamma, G} = 0$	$H$ $m_H \sim \text{“125”}$
$\nu_\mu$ $m_{\nu_\mu} < 2 \cdot 10^{-6}$	$\mu^-$ $m_\mu = 0'1$	$c$ $m_c \sim 1'3$	$s$ $m_s \sim 0'1$	$Z^0$ $m_Z = 91$	
$\nu_\tau$ $m_{\nu_\tau} < 2 \cdot 10^{-6}$	$\tau^-$ $m_\tau = 1'8$	$t$ $m_t \sim 172$	$b$ $m_b \sim 4'5$	$W^\pm$ $m_W = 80$	

Las interacciones fuertes de los quarks están gobernadas por las leyes de la cromodinámica cuántica (QCD) o transformación gauge en el espacio de color (simetría  $SU(3)_c$ ) con mediadores de spin 1 sin masa, denominados gluones, dando lugar a interacciones de largo alcance viajando a la velocidad de la luz,  $c$ . Para las interacciones electrodébiles, descritas por la Teoría Estandar Electrodébil, gobernadas por el langrangiano de  $QED$  y  $QCD$  utilizando una invarianza gauge. Este tipo de interacción (débil y electromagnética) viene dada por las simetrías del grupo:

$$G \equiv SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

Con ello tendremos una unificación entre el electromagnetismo y la interacción débil, predicha por la teoría. Esta simetría fija las propiedades de la interacción electrodébil, que viene mediada por cuatro partículas de espín entero 1: el fotón,  $\gamma$ , de la interacción electromagnética, y los bosones  $Z^0$  y  $W^\pm$ , responsables de la fuerza débil. Adjuntamos en la Tabla 2 , la constante de acoplamiento que aportan las amplitudes de los distintos procesos de interacción.



### 3. La máquina, LHC y ATLAS.

#### 3.1. Acelerador LHC.

El LHC [1] es el mayor y más potente de los aceleradores de partículas del mundo, construido para entrar en un terreno desconocido desde el punto de vista de la energía de colisión y poder buscar física mas allá del Modelo Estándar. Situado en el CERN, (“Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire”), a 100 metros bajo tierra cerca de Ginebra, Suiza, y está instalado en un túnel con 27 km de circunferencia, en el cual esta colaboración científica internacional se dedica a explorar la física a partir de experimentos de interacción de protones a muy alta energía y velocidades próximas a la de la luz. En él, se hacen colisionar dos haz de protones en sentidos opuestos de 3'5 TeV cada uno, conllevando a una energía en el centro de masas de 7 TeV y una luminosidad de 1'3 fb<sup>-1</sup>. El CERN prevee alcanzar los 14 TeV en el centro de masas del haz y una luminosidad de 10 fb<sup>-1</sup> para el año 2016.

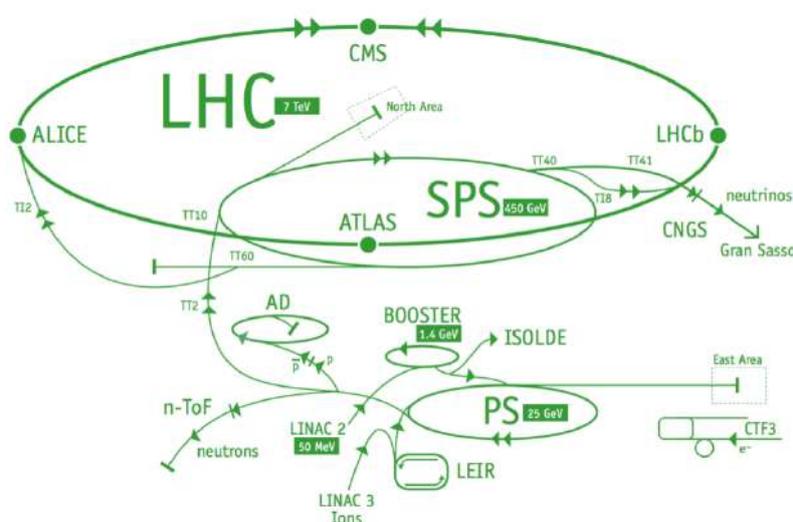


Figura 2: LHC y experimentos, ALICE, ATLAS, CMS y LHCb.

En la Figura 2 se puede ver la disposición del complejo de aceleradores del CERN, incluyendo todos los elementos de la cadena del LHC. Se observan cuatro regiones de interacción que alojan los principales experimentos del LHC: ALICE (“A Large Ion Collider Experiment”), ATLAS, CMS (“Compact Muon Solenoid”) y LHCb (“Large Hadron Collider beauty”). Veamos a continuación un caso de producción y recorrido de estos protones para hacernos una idea objetiva del diseño y su relación energía-masa.

Tabla 3: Parámetros del LHC para colisiones protón-protón.

Circunferencia del LHC	[m]	26 659
Energía en el CM	[TeV]	7
Campo dipolar magnético	[T]	8'3
Número de dipolos primarios		1232
Luminosidad	[cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	10 <sup>34</sup>
Energía de inyección en el LHC	[GeV]	450
Espacio entre paquetes de haz	[ns]	25
Número de protones por haz (al inicio)		1'1·10 <sup>11</sup>
Tiempo de vida del haz	[h]	22
Tiempo de vida de la luminosidad	[h]	10
Pérdida de energía por vuelta	[keV]	6'7
Temperatura de operación de los dipolos	[K]	1'9

Alrededor de 2 nanogramos de protones circulan por día en el LHC. Esos se producen en el depósito de hidrógeno, donde se extraen del hidrógeno ionizado y se aceleran a 50 MeV en el Linac2. A partir de ahí, se inyectan al sincrotrón de Booster de protones (PSB) donde sus energías se incrementan hasta 1,4 GeV. Después, el haz pasa al PS, luego al SPS y finalmente al LHC, con lo que sus energías se incrementan a 25 GeV, luego a 450 GeV y finalmente a 7 TeV, respectivamente. Para el caso del LHC, juntamos la Tabla 3 de especificaciones sobre los parámetros utilizados.

El proyecto LHC no sólo es interesante desde el punto de vista de la física, sino que también constituye un desafío para la ingeniería. Este acelerador de hadrones está formado por un tubo, que a su vez, está constituido por dos cilindros (tubos de contención) bajo condiciones de ultra alto vacío, en los cuales viajan dos haz de partículas en direcciones opuestas.

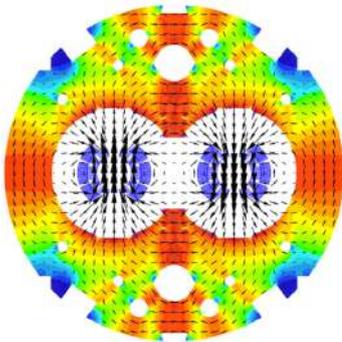


Figura 3: Dipolos superconductores de doble configuración, LHC.

Los protones se guían a lo largo del anillo acelerador con un fuerte campo magnético, 8'3 Teslas, formado por electroimanes superconductores. Los electroimanes se construyen a partir de bobinas hechas de cable superconductor con aleación titanio-níquel, NiTi, que se mantienen a 1,9 K por el superfluido de Helio. Las bobinas tienen 15 metros de largo, pesan 35 toneladas y confinan en su campo magnético un total de aproximadamente 10 GJ en el anillo completo.

Miles de imanes de diferentes variedades y tamaños se utilizan para dirigir el haz alrededor del acelerador. Estos incluyen 1232 dipolos superconductores, como se muestran en la Figura 3, de 15 metros de longitud que doblan el haz, y otros 600 cuadrupolos y sextupolos mantienen los haz enfocados y estables. Justo antes de la colisión, otro tipo de imán se utiliza para cruzar el haz de partículas así aumentando las probabilidades de colisiones.

### 3.2. Detector ATLAS.

Las partículas cargadas, fotones y otros productos de las colisiones protón-protón son detectados por el experimento ATLAS (“A Toroidal LHC Apparatus S”) [2] pudiéndose producir desviaciones de los protones (“Scattering”) o colisiones de estas partículas con resultados tanto predictivos como experimentales. Este es constituido con el propósito de buscar nuevas partículas a escalas de altas energías, del orden del Tera-electronvoltio ( $10^{12}$  eV), tal como el Bosón de Higgs y posibles evidencias de partículas que constituyen la materia oscura, entre otros. El detector tiene geometría cilíndrica constituido por 8 grandes toroides superconductores y dos tapas laterales en disposición azimutal alrededor del calorímetro que inducen un campo magnético axial de 2 Teslas albergado en su interior, proporcionando así información de la trayectoria de las partículas en un intervalo de  $|\eta| < 2.5$ , pseudorapidez<sup>2</sup>. Las dimensiones de este detector es de 25 metros de alto y 44 metros de largo con un peso aproximado de 7000 toneladas, podemos hacernos una idea a partir de la Figura 4. Además esta Figura nos muestra las partes principales y aun así complejas con las que constituye ATLAS. El objetivo de este detector es múltiple ya que deseamos la máxima información que nos aporta las distintas partículas creadas a partir de los distintos dispositivos tecnológicos, es decir unas condiciones experimentales óptimas.

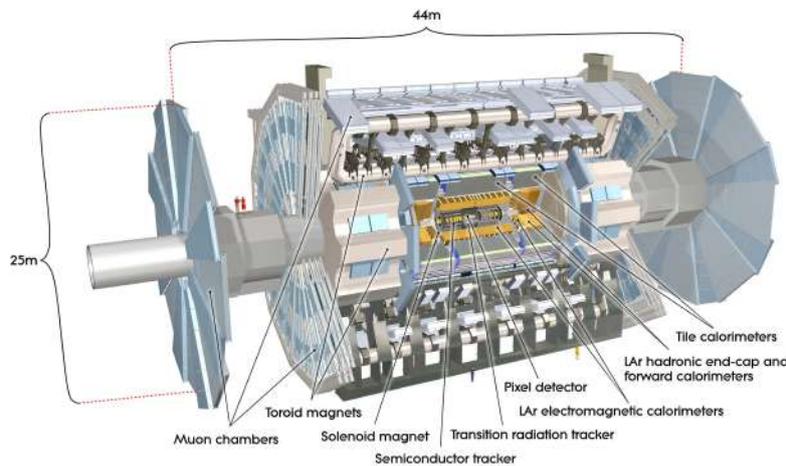


Figura 4: Detector ATLAS en el acelerador LHC del CERN.

#### 3.2.1. Detector Interno

En el detector de seguimiento (ó “Tracking”) tiene la función de determinar la traza o trayectoria de las partículas cargadas mediante la interacción con los detectores, pudiendo así obtener información sobre su energía, el signo de la carga y momento de las partículas. Todos estos parámetros en estrecha relación mediante la fuerza de *Lorentz* con campo eléctrico nulo y de la fuerza centrífuga. Si las partículas cargadas están sometidas a un campo magnético  $\vec{B}$  estas se curvarán pudiendo determinar el momento partículas, y conocer su carga mediante la dirección de curvatura. En resumen toda esta información se puede conseguir mediante la dirección y el radio de la curvatura de las partículas, cercanas al punto de colisión o vértice, creadas por por medio de los campos magnéticos en el interior del detector.

<sup>2</sup>La pseudorapidez viene definida en el apartado 3.4 y desarrollada en el Apéndice A

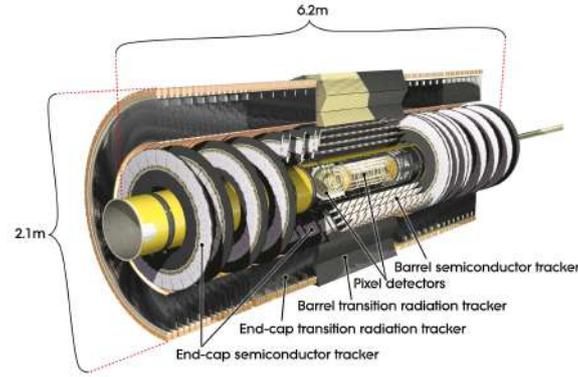


Figura 5: Constituyentes del detector de seguimiento o Tracking del ATLAS.

Este detector interno se puede observar en la Figura 5 con una extensión de 6'2 metros de longitud y 1'05 metros de diámetro. Este detector está formado por varios módulos, de entre ellos están los compuestos por: **Detector Píxel** en el cual se mide con precisión las trayectorias cercanas al punto de colisión o vértice, **Detector de seguimiento mediante semiconductores (SCT)** que registra las trayectorias de las partículas en el plano perpendicular al del haz y entre otros el **Detector de Radiación de Transición (TRT, Transition Radiation Tracker)** que permite reconstruir la trayectoria de las partículas.

### 3.2.2. Calorímetro Electromagnético y Hadrónico

Los dos calorímetros tienen como propósito medir la energía de partículas mediante detectores compuestos por metales densos, podemos apreciar estos constituyentes del detector en la Figura 6. El calorímetro electromagnético mide la energía de los electrones, positrones y fotones, y por lo contrario el calorímetro hadrónico mide la energía de los hadrones (partículas formadas por quarks) tales como protones, neutrones y piones.

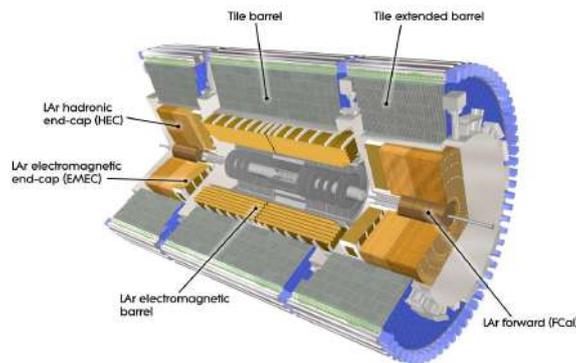


Figura 6: Partes y Capas de los calorímetros de ATLAS.

Estos calorímetros trabajan en un intervalo de pseudorapidez de  $|\eta| < 4.9$  cubriendo un gran intervalo de radiación usando diferentes técnicas adaptadas a los requisitos que varían ampliamente a los procesos físicos de interés. Siendo los calorímetros idóneos para las mediciones de energía perdida,  $E^{miss}$ , reconstrucciones de trazados de *jets* y búsqueda de partículas supersimétricas (SUSY).

### 3.2.3. Cámara de muones

El diseño y las partes más relevantes del detector muónico están representadas en la Figura 7. Miden con precisión el momento de los muones utilizando el campo magnético toroidal. Con un intervalo de trabajo de  $|\eta| < 1'4$  en el que la desviación de la trayectoria inducida por el campo está compensada. Para los intervalos entre  $1'6 < |\eta| < 2'7$ , la trayectoria de los muones se desvía por el campo magnético. Para los intervalos sobrante, es decir, entre  $1'4 < |\eta| < 1'6$ , esta es definida como región de transición.

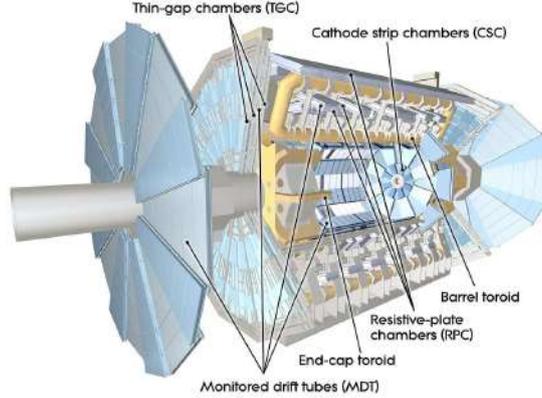


Figura 7: Espectrómetro de muones de ATLAS.

Dada la configuración en esta región del detector el campo magnético es principalmente ortogonal a la trayectoria de los muones conllevando a una minimizar la degradación en la resolución debido a la dispersión múltiple. Lo esperado por el alto nivel de flujo de partículas ha conllevado a tener un gran impacto en la elección y el diseño de la instrumentación del espectrómetro, que afecta a los parámetros de rendimiento tales como la resistencia al envejecimiento y a la radiación.

### 3.3. Cinemática Relativista, Secciones Eficaces y Luminosidad.

En los colisionadores de hadrones, una proporción significativa y desconocida de la energía de los hadrones entrantes se pierde. En consecuencia, si las partículas “fantasmas” o neutrinos creados en el estado final, la dinámica sólo puede existir en el plano transversal al plano de colisión del haz. Por lo tanto, deberemos de hacer distinción tomando una referencia, siendo utilizado en física de partículas el sistema centro de masas (CM), con lo que podemos relacionar la cinemática relativista del colisionador de dos formas:

- Sistema longitudinal del haz.
- Sistema transverso del haz.

Con todo ello, conservando las mismas propiedades que en cualquier sistema de referencia, es decir, de cuadrimomento e invariancia de Lorentz, Ec. (1), en el sistema de unidades naturales,  $c = 1$ , tenemos:

$$\vec{p}^\mu_i = (E_i, p_{x,i}, p_{y,i}, p_{z,i})$$

$$\left(\vec{p}^\mu_{1,cm} + \vec{p}^\mu_{2,cm}\right)^2 = \left(E_{1,cm} + E_{2,cm}, \vec{0}\right)^2 = E_{cm}^2 = s \quad (1)$$

La utilización de los invariantes de Lorentz transversales resultan muy útiles desde el punto de vista experimental, pero tienen la complicación de que son diferentes si los objetos son masivos o no. Para el caso de partículas con masas en el estado final se tiene que la energía transversal viene dada por  $E_T = \sqrt{M^2 + p_T^2}$ . Pero, si éstas no tuvieran masa, la energía transversal “perdida” está bien definida y es igual al momento transversal (ya que  $M = 0$ ), veamos:

$$E_T = E \operatorname{sen} \theta_{CM}$$

$$E_T^{miss} = - \sum_i p_{T,i}$$

Por lo tanto, siendo el momento el producto de la masa  $\vec{p} = m \vec{v} = (p_x, p_y, p_z)$ , podemos especificar el momento en un sistema de coordenadas esférico y en el centro de masas como función de estas componentes,  $p = p(\theta, \phi)$ , donde  $\theta$  es el ángulo polar y  $\phi$  el ángulo acimutal. Como el detector tiene forma de cilindro concéntrico, en lugar del ángulo polar se utilizará la pseudorapidez<sup>3</sup>, definida como :

$$\eta = -\ln [\tan (\theta / 2)] \quad ; \quad \eta \in \{-\infty, +\infty\}$$

Además, en lugar del módulo del momento, se utiliza la componente transversal del mismo,  $p_T$ , al igual que la energía transversal,  $E_T$ , depositada en los calorímetros. Por otra parte, las medidas de las distancias en el plano  $\eta - \phi$  se representan con el parámetro  $\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}$ . En física de partículas el momento se escribirá como,  $p_T = p \operatorname{sen}(\phi_{cm})$ , siendo función de las variables pseudorapidez y ángulo acimutal,  $p = (p_T, \eta, \phi)$ . En la Figura 8, en coordenadas esféricas, se observa una descripción más gráfica del suceso de choque protón-protón siendo el plano  $x - y$  el definido como plano transversal, y el plano  $z - x$  como el plano longitudinal, definido en referencia al plano de choque de los protones .

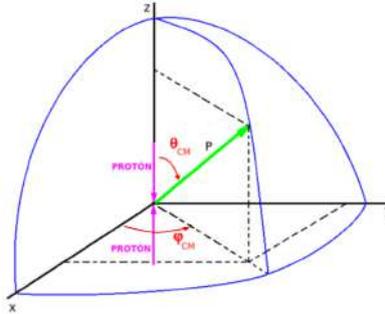


Figura 8: Colisión  $pp$  en coordenadas esféricas.

En los procesos de colisión  $pp$  en los que seleccionamos el suceso  $WW$ , podemos focalizarnos en los procesos que proceden del bosón de Higgs o no según lo que observamos en las Figuras 9 y 10. En la Figura que no se produce Higgs, Figura 9, los bosones  $W$  tienden a crearse en sentido opuesto debido a la conservación del momento. Ello implica tendencias del ángulo  $\alpha > 90^\circ$  (donde  $\alpha$  es el ángulo entre los leptones provenientes de la desintegración de cada  $W$ ), pero esto no siempre es así. Para el proceso en el que se da la producción del Higgs, en vuelo, hace que se creen pares  $WW$ , los cuales se desintegran sucesivamente a leptones y neutrinos, con tendencias

<sup>3</sup>Podemos obtener información suplementaria en la obtención, matemáticamente hablando, de la pseudorapidez y del espacio de Minkowski en el Apéndice A.

de los ángulos  $\alpha' < 90^\circ$  para los leptones. La proyección de  $\alpha$  sobre el plano transversal es lo que nos aportaría la cantidad física de la diferencia del ángulo  $\phi$ .

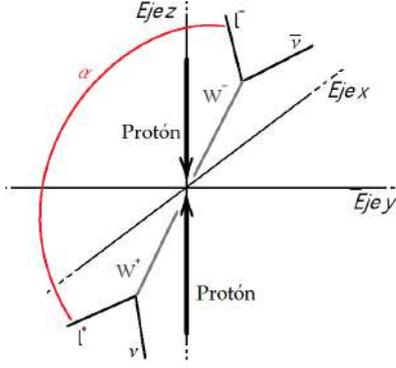


Figura 9: Tendencia del ángulo en el proceso de desintegración a  $pp \rightarrow WW$ .

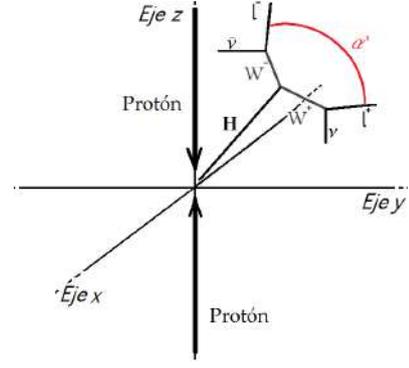


Figura 10: Tendencia del ángulo en el proceso de desintegración  $pp \rightarrow H + X \rightarrow WW + X$ .

Estas propiedades nos facilitan la comprensión al utilizar el programa minerva y los resultados aportados, según la disposición del detector ATLAS.

La tasa de eventos  $N'$  en un colisionador es proporcional a la sección transversal de interacción y al factor de proporcionalidad denominado luminosidad. Si los paquetes (“ bunches”) de partículas, en este caso protones, son  $n_1$  y  $n_2$  las partículas chocarán con frecuencia  $f$ , con lo que podemos definir la luminosidad como:

$$N' = \mathcal{L} \sigma_{int} \quad ; \quad \mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4 \pi \sigma_x \sigma_y}$$

Donde  $\sigma_x$  y  $\sigma_y$  están caracterizados por los perfiles transversales del haz que suponemos gaussianos en las direcciones horizontales y verticales. Podemos simplificar la expresión si suponemos que el número de paquetes por cada haz son idénticos en el perfil transversal y las distribuciones de partículas no se alteran durante la colisión.

Dado para nuestros sucesos una luminosidad integrada respecto del tiempo de  $1'7 \text{ fb}^{-1}$  para los sucesos  $W$  y las secciones eficaces tanto del proceso  $W \rightarrow l\nu$  como del proceso  $H \rightarrow WW$  de  $\sigma_{W \rightarrow l\nu} = 10'30 \text{ nb}$  [10] y  $\sigma_{H \rightarrow WW} = 0'347 \text{ pb}$  [11], respectivamente, podemos obtener que el número de sucesos de interacción en cada segundo de colisión de los paquetes  $pp$  a una energía de  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  es de  $N'_{W \rightarrow l\nu} = \frac{dN}{dt}|_{W \rightarrow l\nu} = 1'75 \cdot 10^6 \text{ sucesos/s}$ , y,  $N'_{H \rightarrow WW} = \frac{dN}{dt}|_{H \rightarrow WW} = 590'2 \text{ sucesos/s}$ .

Si consideramos la tasa de eventos que se esperaría en 1 año tendríamos que,  $N'_{W \rightarrow l\nu} = 5'5 \cdot 10^{13} \text{ sucesos/año}$ , y,  $N'_{H \rightarrow WW} = 2 \cdot 10^{10} \text{ sucesos/año}$ , se puede apreciar los órdenes de magnitud con las que los sucesos se llevan a cabo en los experimentos a lo largo de todo un año.

### 3.4. Computación en ATLAS y Modelo de distribución de datos.

Las interacciones en el detector ATLAS crean un enorme “flujo de datos”. Para digerir todos estos datos, ATLAS ha diseñado y está utilizando un trigger y un sistema de adquisición de datos muy avanzado, y un extenso sistema de computación. Dado que en noviembre de 2009 comenzaron las tomas de datos del experimento ATLAS, registrando varios miles de millones de eventos en colisiones, aportando hoy en día aproximadamente 140 petabytes de datos de

ATLAS y simulaciones MC, como se muestran en la Figura 11. Estos han sido almacenados y analizados por más de 3000 físicos de 174 instituciones repartidas por todo el mundo.

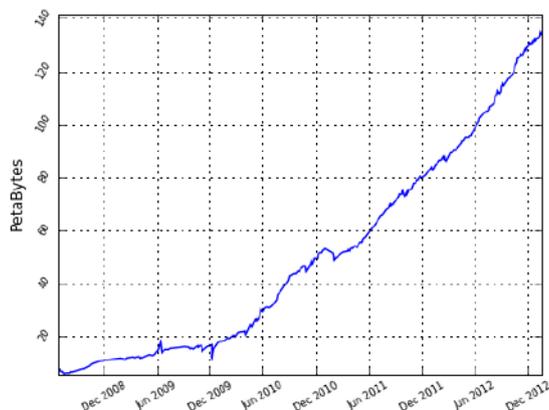


Figura 11: Almacenamiento total de Datos del experimento ATLAS desde Noviembre 2009 hasta Diciembre 2012.

Este trabajo ha sido posible gracias al modelo basado en las tecnologías Grid, definida como “computación Grid” originado en la década de 1990 y con publicación en 2004 por Ian Foster y Carl Kesselman [12]. Las tecnologías Grid pueden ser definidas como una infraestructura que permite compartir, seleccionar y agregar recursos geográficamente distribuidos de forma dinámica en el tiempo de ejecución dependiendo de la disponibilidad, capacidad, funcionamiento, coste y exigencias del usuario.



Figura 12: Modelo jerárquico de la computación del Experimento ATLAS.

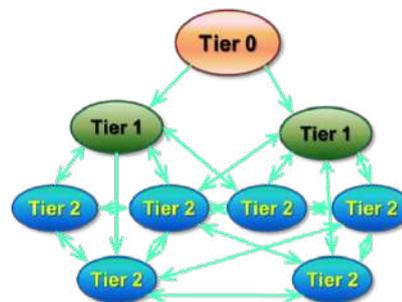


Figura 13: Modelo *mesh* de la computación del Experimento ATLAS.

EL CERN ha desarrollado sus propias tecnologías Grid dentro del proyecto WLCG (“World LHC Computing Grid”), el cual da soporte a los experimentos del LHC. AL principio y como se ve en la Figura 12 se utiliza un modelo jerárquico de Tiers (capas), llamado proyecto MONARC, pasando los datos tomados por los experimentos por el Tier-0, localizado en el CERN hasta los Tier-1s y Tier-2s localizados en más de 100 centros por todo el mundo. Después dicho modelo de computación evoluciono a un sistema menos centralizado, como se puede ver en la Figura 13, llamado “Mesh Model”, donde los datos podían ir del Tier-0 a un Tier-2 sin pasar por un Tier-1. El modelo informático utilizado en ATLAS [13] se encarga del almacenamiento de eventos sin procesar en el CERN para su posterior análisis bajo una perspectiva física, definido como *refinamiento de datos* que se elaboran en las distintas instituciones. Este refinamiento de datos puede representarse como varias operaciones informáticas, como: una adecuada organización

de recursos, un mecanismo eficiente de accesibilidad a los datos , un desarrollo de algoritmos robustos y otros.

#### 4. Programa Informático para la visualización Integra de Sucesos , Minerva.

MINERVA [4], es una herramienta visual de identificación de sucesos aportados por el experimento ATLAS del CERN. Está basado en Atlantis [5], el visualizador de sucesos usado en ATLAS. El objetivo de MINERVA es enseñar al científico una perspectiva del funcionamiento de los detectores de partículas y la identificación tanto de partículas como de sucesos en Física de Partículas. Actualmente, en MINERVA, se pueden estudiar datos con sucesos bosónicos  $W$  y  $Z$  mediante la observación de sus canales de desintegración. Este conocimiento se puede aplicar a la búsqueda del bosón de Higgs y a la desintegración de hadrones neutros, esto puede ser llevado a cabo mediante la creación de los pares de trazas opuestamente cargados y que se originen lo más próximo al vértice de la interacción principal.

MINERVA es usado con orígenes didácticos en clases de Máster en Física de Partículas desde 2008, utilizando tanto datos simulados como reales [14]. El proyecto MINERVA es un proyecto en conjunto formado por el Laboratorio Rutherford Appleton (RAL) y la Universidad de Birmingham.

En las Figuras 14 y 15, podremos constatar algunos de los sucesos más sencillos que describe el *software*. Debemos de entender el concepto de proceso, el cual tiene un significado bien concreto a la hora del análisis estadístico. Definimos *proceso de señal* al valor aceptado de entre los posibles sucesos  $W^+$ ,  $W^-$  y  $WW$  , ya que son los interesantes para el análisis; y *proceso de ruido* (o “background”) al valor rechazado, ya que no es ninguno de los posibles sucesos mencionados anteriormente. Estos procesos de ruido pueden estar formados por chorros de partículas (o “Jets”) ,  $Z^0$  u otros.

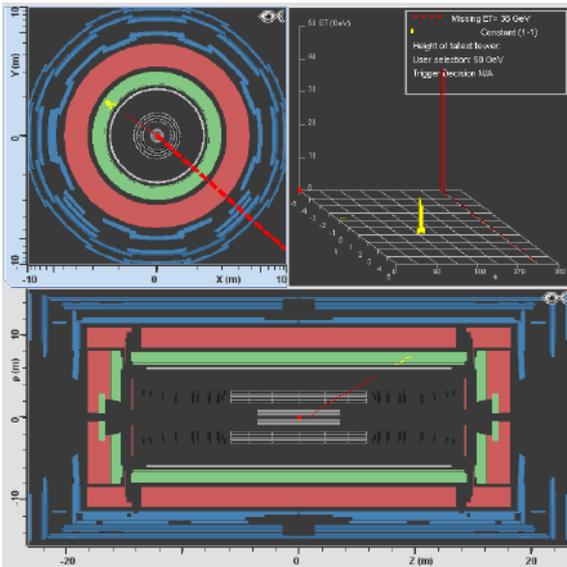


Figura 14: Proceso de señal, evento  $W \rightarrow e \nu_e$ .

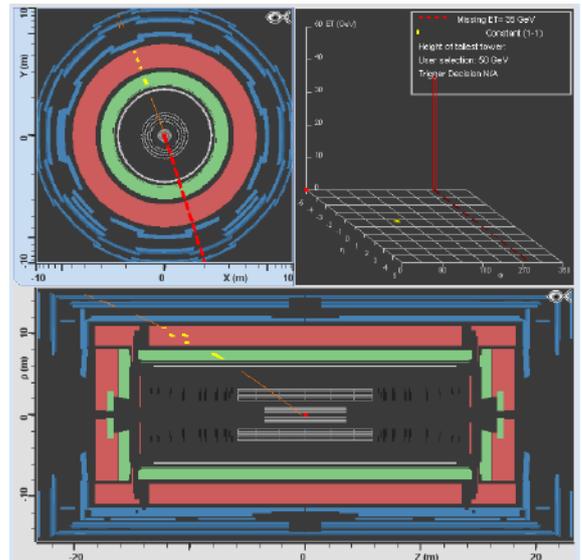


Figura 15: Proceso de señal, evento  $W \rightarrow \mu \nu_\mu$ .

Como podemos observar en las Figuras 14 y 15 de proceso de señal, representados por el

suceso  $W \rightarrow l\nu$ , siendo visibles las trayectorias de los leptones y la existencia de los neutrinos interpoladas por el *software*. En estas dos Figuras observamos la disposición del neutrino representado de color rojo para todas las ventanas de la Figura, siendo su representación en forma de traza discontinua que se puede ver en la proyección transversal del detector (ventana superior izquierda), y ,en forma de punto para la proyección<sup>4</sup> longitudinal del detector (ventana inferior). Además el *software* indica la disposición del valor de la energía pérdida por la existencia del neutrino *MET* en el diagrama de barras, para estos casos en concreto las dos Figuras indican un valor de la energía perdida bastante elevado, aproximadamente de 35 GeV. Estas dos Figuras nos aporta más información, la Figura 14 se observa claramente la existencia del electrón medido por el calorímetro electromagnético de color rojo/naranja y representado en el histograma de barras en color amarillo , y , en la Figura 15 se observa la traza detectada por los calorímetros tanto electromagnético como hadrónico y la señal obtenido por el detector muónico de color rojo/naranja.

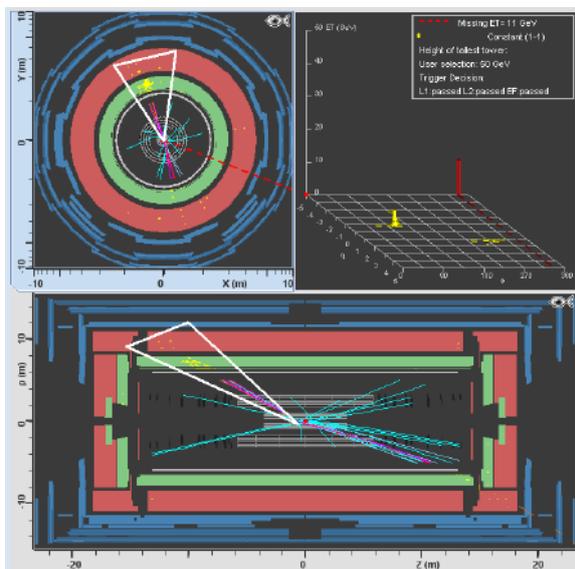


Figura 16: Proceso de ruido, evento *Jets*.

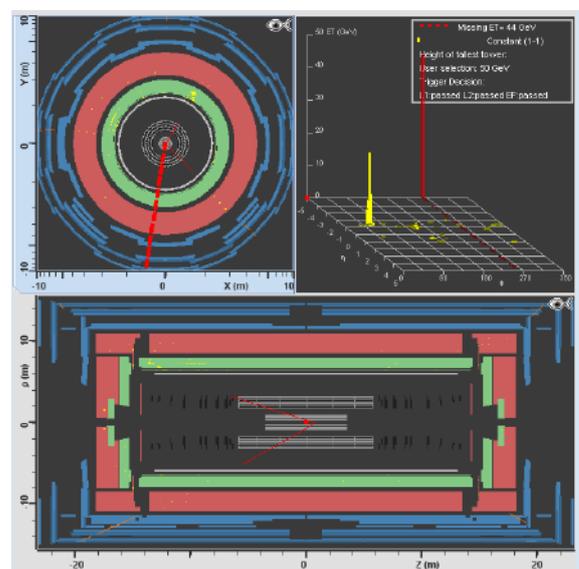


Figura 17: Proceso de señal, evento *WW*.

Un jet, es una palabra proviene del ingles y que hace referencia a paquetes de partículas en forma de chorros. Si estos *jets* están formados por partículas cargadas pueden dejar trazas tanto en el detector interno, como en el calorímetro , mientras que si el jet esta formado por partículas neutras solo dejará trazas en el calorímetro. Los chorros de partículas que se encuentran tras una colisión protón-protón suelen ser productos formados por gluones , quark , antiquark o uniones de estos formando hadrones.

Las Figuras 16 y 17 representan un proceso de ruido , *jets* , y un proceso de señal *WW* de distintas familias de leptones, respectivamente. Para la Figura 16 observamos la formación de *jets* (encuadrada en blanco) el cual nos aporta una señal en el calorímetro electromagnético ancha, que es descrita de color amarillo en el histograma de barras. En la Figura 17 observamos los dos leptones con una disposición del haz sobre el plano transversal separados un valor  $\Delta\phi_U = 106'2^\circ$ , vemos como el electrón deja una traza de color amarillo en el calorímetro electromagnético que se señala en el histograma de barras con un pico estrecho y fuertemente pronunciado. En esta misma Figura, también podemos señalar la existencia del muon bajo traza

<sup>4</sup> La proyección de los detectores siempre se definen respecto al plano paralelo o transversal del haz de protones, para este caso en concreto proyección paralela al haz de protones.

en el calorímetro hadrónico de color amarillo como en el detector muónico con una traza de color rojo/naranja.

## 5. Selección de Sucesos $W^\pm$ y $W^+W^-$ .

La contribución del bosón  $W^\pm$ , es uno de los responsables de la interacción débil, se manifiesta de diferentes modos durante la colisión  $pp$ . Sabemos por la teoría que los paquetes de protones están formados por quarks ( $u, u, d$ ) y sus respectivas interacciones fuertes  $g$ . Pero claro cuando estos paquetes chocan entre ellos forman un cúmulo de estos quarks y gluones, que por diferentes interacciones entre ellos pueden formar otras partículas que a su vez interactuarán. Para una interpretación más sencilla y visual, podemos observar estos paquetes de protones en sus instantes anteriores a la colisión, Figura 18.

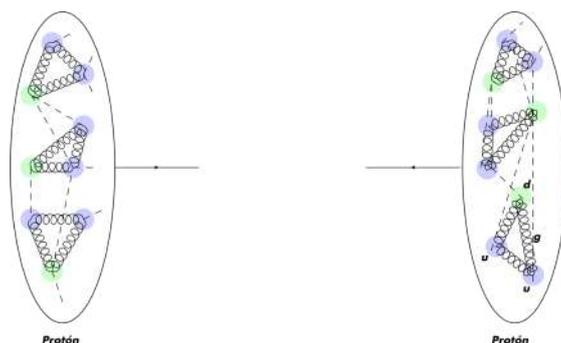


Figura 18: Colisión entre los paquetes de protones,  $pp$ .

Este mar de partículas  $u, d$  y  $g$ , formados tras las colisiones  $pp$  interactúan para crear estas nuevas partículas. Con la ayuda de los diagramas de feynman obtendremos las diferentes formas de producción y las probabilidades de formación de los bosones  $W$ .

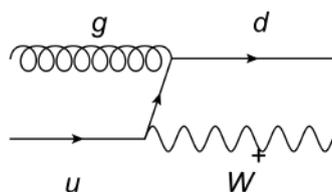


Figura 19: Diagrama de feynman de la interacción quark-gluón para la obtención de  $W^+$ .

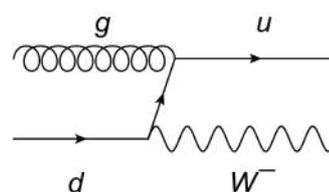


Figura 20: Diagrama de feynman de la interacción quark-gluón para la obtención de  $W^-$ .

Tanto para la Figura 19 como para la Figura 20, tenemos interacciones quark-gluón, donde los valores teóricos de la probabilidad de producción son del 66% para ambos diagramas. En estos tipos de interacción, las probabilidades de producción  $W^+$  y  $W^-$  no son las mismas, ya que, como el protón está compuesto de dos quarks  $u$  y un quark  $d$ , tenemos más probabilidades de obtener una interacción quark  $u$  que quark  $d$ ,  $\frac{2}{3}$ ;  $\frac{1}{3}$  respectivamente.

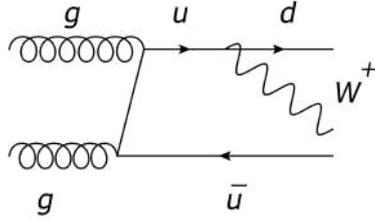


Figura 21: Diagrama de feynman de la interacción gluón-gluón para la obtención de  $W^+$ .

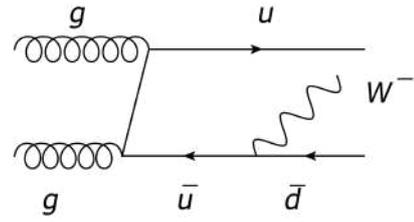


Figura 22: Diagrama de feynman de la interacción gluón-gluón para la obtención de  $W^-$ .

Tanto para la Figura 21 como para la Figura 22, interacción gluón-gluón, los valores teóricos de la probabilidad de producción son del 34%. Teniendo en cuenta que, los 4 procesos para este tipo de interacción  $W^\pm$  tienen probabilidades de formación diferentes. Por lo tanto la predicción teórica para el cociente de la suma de estos  $W^+$  y  $W^-$ , es de 1/5. A este cociente de las sumas de las probabilidades de obtención de los bosones, es lo que llamaremos la Razón y vendrá definida como  $R_\pm$ .

Esta partícula pesada  $W$ , de masa  $m_W = 80.4 \text{ GeV}/c^2$ , y vida media de  $\tau = 3.2 \cdot 10^{-25} \text{ s}$  se desintegra muy rápidamente produciendo por un lado pares quark-antiquark, que se muestran como *jets* en el detector con proporción 2/3, y por otro lado leptón y un neutrino con proporción 1/3. Los posibles sucesos de desintegración que observaremos del bosón  $W$  son los de electrones (o positrones), muones (o antimuones), que de forma esquematizada podemos representarlo de la siguiente forma:

$$W^+ \rightarrow l^+ \nu \quad ; \quad W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}$$

Debemos de tener presente la existencia del bosón  $Z^0$  en el proceso de colisión protón-protón, a la hora de reconocer y distinguir los diferentes sucesos que pueden producirse en nuestra simulación de haz. Para estos casos la producción de este bosón se tomará en el análisis como un sucesos de ruido (o “background”), al igual que el resto de sucesos que no sean la producción de leptones del bosón  $W$ .

### 5.1. Bosón de Higgs.

Los posibles procesos de interacción que intervienen en los procesos de desintegración del Higgs, el cual nos predice la teoría  $SM$ , puede ser apreciado en el diagrama de la Figura 23. En este diagrama observamos que los principales sucesos que intervienen en la desintegración del H son los mediadores de la interacción bottom  $b\bar{b}$  e interacción bosónica  $W^+W^-$ , los demás procesos tienen una probabilidad de producción inferior al 10%, pero no son menos interesantes. El diagrama, en combinación con los experimentos, nos aporta algo curioso ya que el descubrimiento del Higgs de masa,  $m_H = 126.0 \pm 0.4 \text{ GeV}$  de julio del 2012 [15], se produjo nada más y nada menos que por desintegración  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , con un 0.2% de probabilidad de desintegración por este canal; todo ello puede ser apreciado en el diagrama.

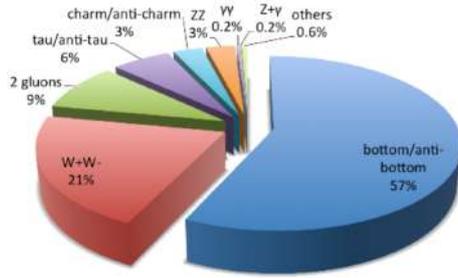


Figura 23: Procesos de desintegración del Bosón de Higgs según el *SM*.

Aunque el descubrimiento del Higgs fue observado mediante la desintegración  $\gamma, \gamma$ , nuestro estudio se centrará en la producción de bosones  $W$ . De carácter informativo, la sección transversal de la producción a través de Higgs por desintegración fusión-gluón es un orden de magnitud más grande que las secciones transversales de los otros procesos. El siguiente canal de desintegración se considerará en nuestra selección:

$$H \rightarrow W^+ W^- \rightarrow l^+ \nu l^- \bar{\nu} \quad (2)$$

La Figura 24 [16] está basado en el cálculo de la probabilidad de los diferentes procesos o canales más relevantes de desintegración en función de la masa del bosón de Higgs. Pudiendo comprobar la tendencia o variación de las curvas para los canales de desintegración  $ZZ$ ,  $WW$ ,  $b\bar{b}$  y  $\gamma\gamma$  de cuyas áreas (color rosado y verde) de masas teóricamente posibles han sido, excluidas tras los análisis de ATLAS y CMS en el LHC (con 95 % de nivel de confianza) o el experimento LEP, hace 10 años. Con los resultados experimentales de ATLAS de julio 2012 sólo podemos dar el hecho experimental de la existencia del bosón en un intervalo de  $m_H \approx 125 \text{ GeV}/c^2$  mediante el proceso de desintegración  $\gamma\gamma$ .

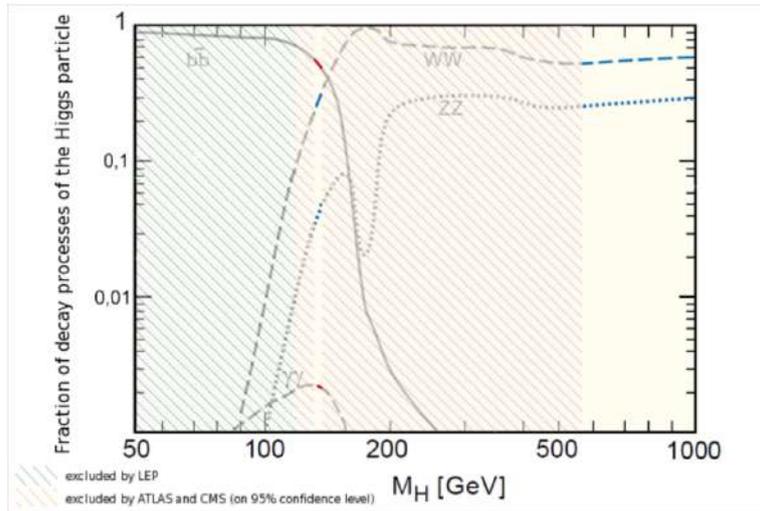


Figura 24: Esquema de procesos de desintegración del bosón de Higgs en función a su masa .

A primera vista observamos que en los procesos de desintegración más probables son  $WW$  y  $b\bar{b}$  para valores cercanos a los 130 GeV. La obtención del bosón H en los experimentos vía canal de desintegración con pares de quarks  $b\bar{b}$  sería más difícil de analizar que vía canal  $WW$  debido al exceso ruido y a la mayor dificultad de identificar quarks bottom. Si ponemos rigurosa atención a la línea a rayas azules, en la cual indica que el proceso de desintegración  $WW$  proveniente de

la partícula de Higgs ,es el primer modo de desintegración más probable y en el intervalo de masas aún permitido. Estas  $W's$  tendrán carga eléctrica opuesta ya que la partícula de Higgs es eléctricamente neutra. Pudiendo así apreciar que a masas ligeramente superiores a los  $130 GeV$  , la probabilidad del proceso de desintegración del Higgs por el canal  $WW$  es la máxima.

## 6. Análisis de datos para los posibles Candidatos.

El estudio de los posibles candidatos observados en la simulación MINERVA no es tarea fácil , por ello debemos de proceder a la utilización de pautas consecutivas en nuestro estudio analítico. En la Figura 25 podemos ver el procedimiento analítico utilizado para el conjunto de datos reales simulados. Este organigrama nos señala que los posibles candidatos deben tener un valor de la energía transversal perdida igual o mayor a  $25 GeV$  (ya que estamos buscando sucesos que contengan neutrinos y estos contribuyen significativamente a la energía transversal perdida)..

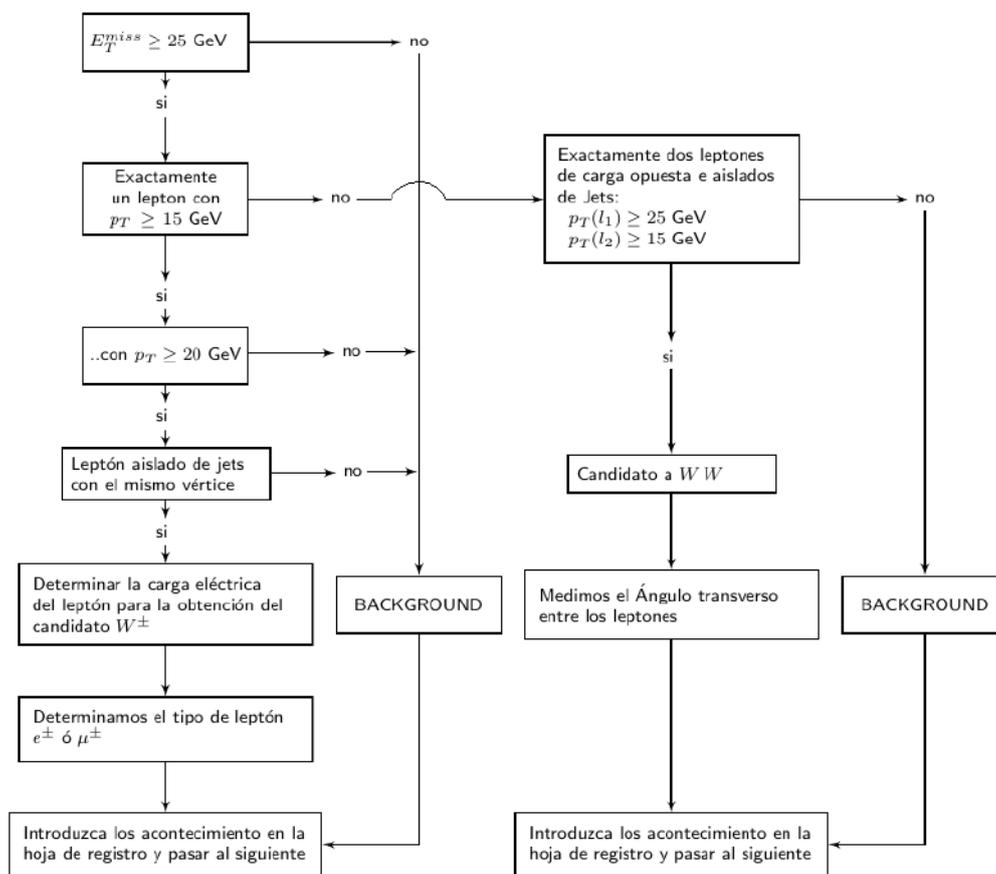


Figura 25: Organigrama de análisis para el recorrido W.

De este procedimiento determinaremos los diferentes candidatos W que ha ido apareciendo en los paquetes de 50 sucesos , que más adelante señalaremos. Un especificación a tener muy en cuenta, los cortes realizados tienen un propósito, y es el de disminuir o eliminar ruido. Pero claro esta el análisis no concluye aquí ya que según la Figura 24 tenemos una alta probabilidad de que el proceso de obtención del Higgs venga determinado por los candidatos  $WW$ . Esto nos lleva a una interpretación adicional en esta búsqueda de Higgs según el ángulo transverso de los dos leptones en la desintegración  $WW$  y a definir la significancia en la Ecuación (3) como

un parámetro de corte analítico para optimizar nuestro grado de certeza en el resultado de obtención del bosón de Higgs.

$$\frac{\text{Número de eventos tipo señal}}{\sqrt{\text{Número de eventos tipo ruido}}} = \frac{S}{\sqrt{B}} = Z \quad (3)$$

Para el cual si este valor supera o es igual al valor 3 ,  $5 > Z \geq 3$  , obtendremos lo que se llama en valor de corte, o grado de certeza con el que se acepta una prueba científica. Pero si la significancia es igual o mayor de,  $Z \geq 5$  , es lo que denominaremos en valor de corte como, descubrimiento científico, grado de certeza muy elevado.

### 6.1. Exploración del protón a partir de sucesos que contengan el Bosón W.

En cualquier experimento analítico deberemos de saber identificar y dividir la información de manera correcta en base a una modelización o estructura de procedimiento. La separación o división de información se modelizará en base al organigrama de la Figura 25 y se efectuará como proceso de fondo o como proceso de señal.

Veamos, a continuación la recopilación e análisis de los datos mediante las diferentes tandas de  $3 \cdot 1000$  sucesos y 3000 sucesos, respectivamente. Cada paquete de 1000 sucesos están divididos en paquete más pequeños de 50 sucesos , “ $A, B, C \dots$ ” , pudiendo así facilitar el análisis de los eventos. Entre otras cosas adjuntaremos las distintas Tablas con los valores del conteo para el proceso de señal ,  $W^+$  por desintegración positrón o muon positivo , de sucesos  $W^-$  por desintegración electrón o muon negativo , y sucesos de desintegración  $WW$  ; con sus respectivos sucesos tipo ruido.

Luego, determinaremos la razón<sup>5</sup>  $R_{\pm}$  , mediante los dos canales de desintegración  $W^{\pm}$ . Obtendremos este resultado tanto para el método de cálculo a partir de las diferentes tandas de 1000 y 3000 sucesos, como para el método de obtención de la media (cálculo de la media con las 3 tandas de 1000 sucesos). Para concluir este apartado se adjuntará el resultado que nos ofrece el experimento ATLAS.

---

<sup>5</sup> Recordemos que la razón era la fracción de los posibles eventos del bosón  $W_{\pm}$ , el dato teórico que calculamos según el SM y si el protón esta formado por 2 quaks  $u$  y 1 quark  $d$  ( $R_{\pm} \equiv \frac{\sigma(p p \rightarrow W^+ X)}{\sigma(p p \rightarrow W^- X)} = 1'5$ ).

Tabla 4: Tabla de datos para la primera tanda de 1000 sucesos y su respectiva Razón.

50 PAQUETES DE DATOS EN CADA SERIE	Serie	$W \rightarrow \dots + \nu$				Background	$W W$	Background
		Positrón $e^+$	Electrón $e^-$	Antimuon $\mu^+$	Muon $\mu^-$			
<i>A</i>	6	3	3	6	32	4	46	
<i>B</i>	2	5	4	4	35	2	48	
<i>C</i>	5	4	6	4	35	2	48	
<i>D</i>	4	3	3	4	36	2	48	
<i>E</i>	4	4	3	6	33	3	47	
<i>F</i>	2	2	5	3	38	2	48	
<i>G</i>	3	1	4	1	41	5	45	
<i>H</i>	7	3	4	5	31	5	45	
<i>I</i>	4	3	3	3	37	4	46	
<i>J</i>	4	5	2	1	38	2	48	
<i>K</i>	5	2	5	3	35	2	48	
<i>L</i>	5	1	1	3	40	4	46	
<i>M</i>	5	4	6	5	30	3	47	
<i>N</i>	3	2	2	5	38	2	48	
<i>O</i>	5	1	5	3	36	5	45	
<i>P</i>	3	6	0	0	41	3	47	
<i>Q</i>	6	4	2	2	36	3	47	
<i>R</i>	4	3	6	3	34	3	47	
<i>S</i>	4	6	4	2	34	2	48	
<i>T</i>	2	6	2	2	34	2	48	
<i>Total</i>	83	68	70	65	714	60	940	
ANÁLISIS	Número de $W^+$	$153 \pm 12$	Número de $W^-$	$133 \pm 12$	Número de $W^+ + W^-$	$286 \pm 17$		
	Razón , $R_{\pm}$			$1'15 \pm 0'14$				

Tabla 5: Tabla de datos para la segunda tanda de 1000 sucesos y su respectiva Razón.

50 PAQUETES DE DATOS EN CADA SERIE	Serie	$W \rightarrow \dots + \nu$				Background	$W W$	Background
		Positrón $e^+$	Electrón $e^-$	Antimuon $\mu^+$	Muon $\mu^-$			
<i>A</i>	3	4	1	1	41	4	46	
<i>B</i>	4	3	3	3	37	3	47	
<i>C</i>	3	2	2	1	42	6	44	
<i>D</i>	4	1	2	2	41	5	45	
<i>E</i>	3	1	3	0	43	5	45	
<i>F</i>	4	4	3	1	38	3	47	
<i>G</i>	2	2	2	2	42	1	49	
<i>H</i>	2	1	3	2	42	4	46	
<i>I</i>	1	3	4	2	40	3	47	
<i>J</i>	3	2	5	2	38	1	49	
<i>K</i>	6	3	1	3	37	2	48	
<i>L</i>	6	2	5	2	35	2	48	
<i>M</i>	5	3	2	1	39	6	44	
<i>N</i>	2	2	3	2	41	5	45	
<i>O</i>	4	2	1	0	43	2	48	
<i>P</i>	3	1	3	1	42	4	46	
<i>Q</i>	8	3	2	2	35	2	48	
<i>R</i>	2	1	4	1	42	2	48	
<i>S</i>	1	1	2	1	45	6	44	
<i>T</i>	2	2	5	1	40	3	47	
<i>Total</i>	68	43	56	30	803	69	931	
ANÁLISIS	Número de $W^+$	$124 \pm 11$	Número de $W^-$	$73 \pm 9$	Número de $W^+ + W^-$	$194 \pm 14$		
	Razón , $R_{\pm}$			$1'70 \pm 0'25$				

Tabla 6: Tabla de datos para la tercera tanda de 1000 sucesos y su respectiva Razón.

50 PAQUETES DE DATOS EN CADA SERIE	Serie	$W \rightarrow \dots + \nu$				Background	$W W$	Background
		Positrón $e^+$	Electrón $e^-$	Antimuon $\mu^+$	Muon $\mu^-$			
<i>A</i>	4	4	4	2	36	7	43	
<i>B</i>	2	1	3	5	39	3	47	
<i>C</i>	3	3	2	5	37	1	49	
<i>D</i>	4	3	4	3	36	2	48	
<i>E</i>	5	4	3	2	36	4	46	
<i>F</i>	4	3	5	3	35	4	46	
<i>G</i>	5	3	3	3	36	5	45	
<i>H</i>	2	7	8	4	29	3	47	
<i>I</i>	3	4	5	1	37	5	45	
<i>J</i>	3	5	6	2	34	5	45	
<i>K</i>	7	3	4	2	34	4	46	
<i>L</i>	4	1	5	6	34	3	47	
<i>M</i>	3	2	6	1	38	5	45	
<i>N</i>	2	3	6	3	36	4	46	
<i>O</i>	4	3	2	2	39	4	46	
<i>P</i>	5	3	4	3	35	2	48	
<i>Q</i>	6	3	4	3	35	2	48	
<i>R</i>	2	7	4	0	37	2	48	
<i>S</i>	6	3	5	0	36	5	45	
<i>T</i>	7	3	1	4	35	2	48	
<i>Total</i>	81	68	84	53	714	72	928	
ANÁLISIS	Número de $W^+$	$165 \pm 13$	Número de $W^-$	$121 \pm 11$	Número de $W^+ + W^-$	$286 \pm 17$		
	Razón , $R_{\pm}$			$1'36 \pm 0'16$				

Tabla 7: Tabla para las 3 tandas de sucesos conjuntamente, N = 3000 sucesos , con su respectiva Razón y la Razón con el método de la media para las 3 tandas de sucesos.

50 PAQUETES DE DATOS EN CADA SERIE	Serie	$W \rightarrow \dots + \nu$				Background	$W W$	Background
		Positrón $e^+$	Electrón $e^-$	Antimuon $\mu^+$	Muon $\mu^-$			
<i>A</i>	13	11	8	9	109	15	135	
<i>B</i>	8	9	10	12	111	8	142	
<i>C</i>	11	9	10	10	110	9	141	
<i>D</i>	12	7	9	9	113	9	141	
<i>E</i>	12	9	9	8	112	12	138	
<i>F</i>	10	9	13	7	111	9	141	
<i>G</i>	10	6	9	6	119	11	139	
<i>H</i>	11	11	15	11	102	14	136	
<i>I</i>	8	10	12	6	114	12	138	
<i>J</i>	10	12	13	5	110	8	142	
<i>K</i>	18	8	10	8	106	8	142	
<i>L</i>	15	4	11	11	109	9	141	
<i>M</i>	13	9	14	7	107	14	136	
<i>N</i>	7	7	11	10	115	11	139	
<i>O</i>	13	6	8	5	118	11	139	
<i>P</i>	11	10	7	4	118	11	139	
<i>Q</i>	20	10	8	6	106	7	143	
<i>R</i>	8	11	14	4	113	7	143	
<i>S</i>	11	10	11	3	115	13	137	
<i>T</i>	11	11	8	7	113	7	143	
<i>Total</i>	232	179	210	148	2231	203	2797	
ANÁLISIS	Número de $W^+$	$442 \pm 21$	Número de $W^-$	$327 \pm 18$	Número de $W^+ + W^-$	$769 \pm 28$		
	Razón , $R_{\pm}$			$1'35 \pm 0'10$				
Razón con el método de la media , $\bar{R}_{\pm}$			$1,40 \pm 0,17$					

Como hemos observado las tres tandas de 1000 sucesos en las distintas Tablas 4, 5 y 6 , y , los 3000 sucesos en la Tabla 7 respectivamente ; con los valores de conteo y resultados. Los resultados de la razón se han calculado en base a los dos métodos y con el cálculo de sus incertidumbres utilizando propagación de errores <sup>6</sup>. Los dos métodos de resolución analíticos son completamente compatibles y en total acuerdo con el predicho por la teoría (del Modelo Estándar), y también con la medida que nos aporta el experimento ATLAS en el año 2010 [17] que se recoge en la Tabla 8.

Tabla 8: Tabla con el valor tomado por el experimento ATLAS .

$R_{\pm}$	$1'542 \pm 0'007$
-----------	-------------------

A la vista de estos resultados podemos afirmar que, el protón esta formado por dos quark  $u$  y un quark  $d$  (o antipartículas) en interacción mediante el gluón  $g$ .

## 6.2. En búsqueda del Bosón de Higgs, analizando sucesos que contengan dos bosones $W$ .

En base a nuestro procedimiento experimental, el canal de desintegración  $WW$  a dos leptones alberga una variable esencial en la posible determinación del bosón H. Esta variable es de carácter angular y se representa en forma de bins en el histograma de la Figura 26 como, el total de candidatos  $WW$  frente al ángulo entre los dos leptones en el plano transversal  $\Delta\phi_{ll}$ . En cada bin subyace los valores de :  $N$  como el número de sucesos tipo señal observados ,  $B$  como el número de sucesos esperados de tipo señal de fondo para el canal  $tt$  o  $Z$  ,  $S$  como la diferencia entre el número de sucesos  $WW$  observados tipo señal y el número sucesos esperado tipo fondo ( $N - B = S$ ) , y finalmente ,  $Z$  como la significancia ( $Z\sigma$  , siendo  $\sigma$  la desviación estándar).

Los dos colores tanto azul como verde representa los valores predichos por los modelos teóricos basados en el Modelo Estándar para el proceso de desintegración Higgs en dos bosones  $WW$  y del valor de fondo para desintegraciones en bosones  $Z$  o tops  $tt$  ,respectivamente.

Lo que podemos observar a primera vista en el histograma de la Figura es que, el número de sucesos  $N$  aumenta de forma oscilante a medida que crecen los valores del ángulo transversal  $\Delta\phi_{ll}$ . También vemos en la tabla de la Figura que, los valores más elevados tanto para el número de sucesos  $N$  como para valores de la significancia  $Z$  están por encima de los  $90^\circ$  en lo que respecta a valores angulares transversos. Si nos centramos en los valores de mayor a menor relevancia , en  $N$  y  $Z$ , para los que constituyentes de estos intervalos o bins: en el octavo bin con  $N=35$  y  $Z=2$  , luego en el sexto bin con valores de  $N=24$  y  $Z= 1,6$  , y por último con el cuarto bin en valores de  $N=18$  y  $Z=1,5$  (teniendo muy en cuenta que este último intervalo esta por debajo de los  $90^\circ$  en valores de  $\Delta\phi_{ll}$ ).

---

<sup>6</sup>Para más información sobre el método de propagación de incertidumbres y fórmulas utilizadas ir al Apéndice B.

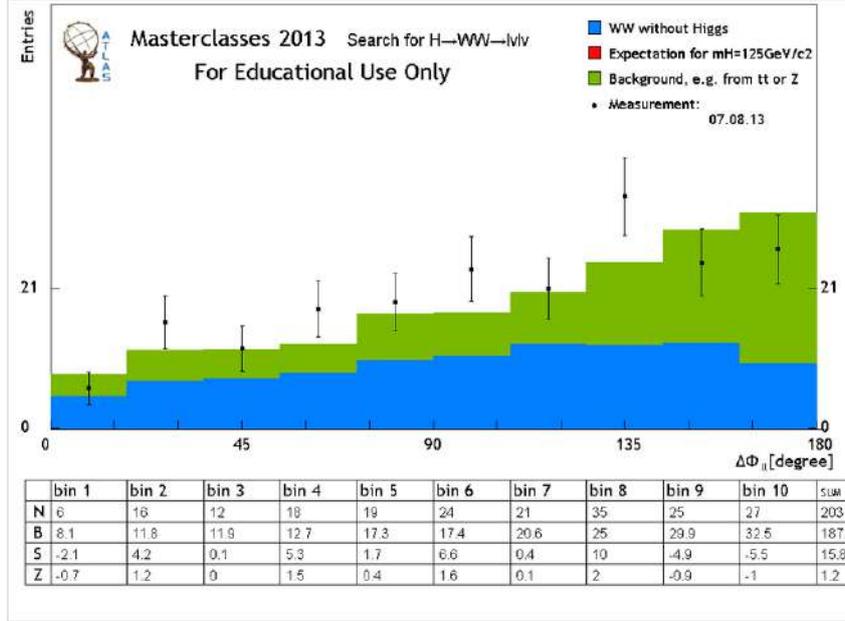


Figura 26: Histograma combinado de la distribución angular, de todos los sucesos  $WW$  medidos.

A la vista de los resultados experimentales y con ayuda de las Figuras <sup>7</sup> 9 y 10 podemos esperar que, los procesos ocurridos hayan sido probablemente causados por la producción de sucesos tipo  $WW$  para los intervalos de  $\Delta\phi_{ll} > 90^\circ$  y procesos causados por la desintegración del bosón  $H \rightarrow WW$  para los intervalos de  $\Delta\phi_{ll} < 90^\circ$ . Debemos de comentar que, nuestros valores de  $Z$  están por debajo del umbral establecido de  $5 > Z \leq 3$  <sup>8</sup> y por lo tanto los resultados no constituyen un grado de certeza elevado en la predicción. Necesitamos, de más análisis estadísticos para reducir el error de mis medidas y así poder obtener un resultado más concluyente.

Esto nos conlleva a comentar los resultados aportados por los experimentos realizados en el CERN, en la Figura 28 como datos obtenidos por el detector ATLAS en el año 2011, y Figura 27 la combinación de datos obtenido entre los años 2011-2012 [16]. Estas dos Figuras representan la variación de la probabilidad asintótica (ó nivel de significación) en función de la masa  $m_H$  y para un tipo de canal<sup>9</sup> dado [18]. Las líneas o curvas continuas hacen referencia a los valores de las probabilidades observadas y en las líneas o curvas discontinuas hacen referencia a los valores de las probabilidades esperadas, observando que cada color que representa las líneas conlleva a diferentes procesos de desintegración del bosón de Higgs.

<sup>7</sup>Si recordamos lo visto en el final del apartado 3.4 entre tendencias del ángulo en los procesos de desintegración, estos resultados nos da evidencias experimentales de que los dos procesos existen.

<sup>8</sup> Valores de corte establecidos para la ecuación (3) de la sección 6.

<sup>9</sup>Los canales hacen referencia a los distintos procesos de desintegración del Higgs.

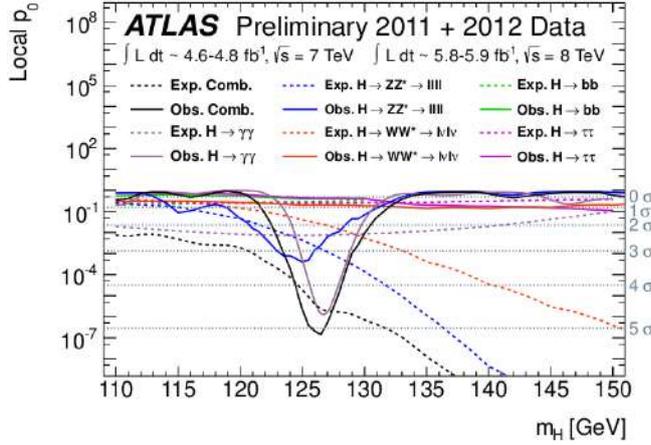


Figura 27: Valores de la probabilidad asintótica en función a la masa del bosón de Higgs , ATLAS (datos 2011+2012).

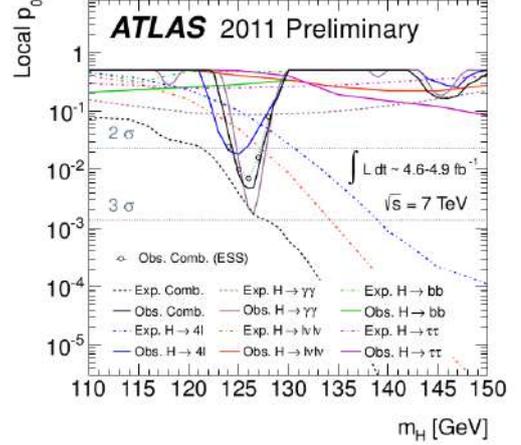


Figura 28: Valores de la probabilidad asintótica en función a la masa del bosón de Higgs, ATLAS (datos 2011).

Entre otras informaciones que nos aportan las Figuras el más relevante es , la significancia multiplicada por la desviación estándar. Dados los resultados del 2011 proporcionados por ATLAS en la Figura 28, solo podemos obtener una significancia máxima de  $3 \sigma$  aportado por la desintegración del Higgs en fotones,  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , es decir prueba científica de la existencia del Higgs. Pero no es hasta el año 2012 que los datos aportaron el descubrimiento del bosón de Higgs con una significancia por encima de los  $5 \sigma$ , o sea un nivel de confianza del 99'9999 % que corresponde a una probabilidad  $p$  inferior a  $0'00003$  %, a partir de los canales mixtos  $H \rightarrow \gamma\gamma$  y  $H \rightarrow Z Z \rightarrow llll$ , todo ello se puede apreciar en la Figura 27.

## 7. Conclusiones

Desde el principio de este análisis nos hemos planteado la cuestión sobre los constituyentes fundamentales en la estructura del protón , la formación en un par de partículas quarks  $u$  y en una partícula quark  $d$ . Una de las maneras de proceder es por medio de la interacción bosónica de los constituyentes quarks , cuya desintegración del bosón  $W$  vendrá a producir un par de partículas , leptón y neutrón. Dado esta manera de proceder debemos añadir la posible existencia del bosón de Higgs vía la desintegración en dos bosones  $W$  , cuyo bosón  $H$  sea el posible constituyente de la interacción fuerte gluónica. Estas cuestiones fundamentales son resueltas por la teoría en las predicciones del Modelo Estándar , claro que , estas predicciones deben ser respaldadas mediante el experimento y el análisis para poder verificar y comprobar los principios generales de la presente investigación.

Ello nos ha llevado a entender los diferentes componentes del detector y los parámetros que lo caracterizan a nivel espacial por medio del momento transversal , pseudorapidez y parámetro angular. Debido a la eficiencia computacional que alberga el CERN los datos pueden ser visualizados con el programa MINERVA , con el cual nos hemos familiarizado, sabiendo distinguir los procesos de señal con los procesos de ruido o fondo e identificar los diferentes sucesos. Con ello y mediante el análisis estadístico de los valores hemos podido evaluar el cociente entre el número total de sucesos de señal  $W^+$  con el número total de sucesos de señal  $W^-$  , de cuyos resultados de la razón están en buena concordancia con lo que nos predice la teoría por medio de los valores más probables en los canales de desintegración de cada bosón.

Por último , los resultados en la evidencia sobre la existencia del Bosón de Higgs en el canal de desintegración  $WW$  , tras la colisiones protón-protón no es concluyente con este conjunto de datos analizados, ya que los valores del nivel de confianza están por debajo o son similares al 95/5 %.

# Apéndices

## A. Espacio de Minkowski y Pseudorapidez.

En un espacio de  $(3 + 1)$  dimensiones, siendo la dimensión tres definida por el trivector posición  $\vec{x}$  y la dimensión adicional definida por el tiempo  $t$ . La energía  $E$  y trimomento  $\vec{p}$  de una partícula de masa  $m$  forma un cuadrivector  $\vec{p}^\mu = (\frac{E}{c}, \vec{p})$  cuyo cuadrado  $p^\mu p_\mu \equiv \frac{E^2}{c^2} - |\vec{p}|^2 = m^2 c^2$ . La velocidad de la partícula es  $\beta = |\vec{p}| c / E$ . La energía y el momento  $(E', p')$  que se que visualiza un observador que se mueve a velocidad  $\beta'$  según otro observador parado , vendrá dada por la transformación de *Lorentz*, ec (4).

$$\begin{pmatrix} \frac{E'}{c} \\ p'_{||} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma \beta' \\ -\gamma \beta' & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{E}{c} \\ p_{||} \end{pmatrix} \quad ; \quad p'_T = p_T \quad (4)$$

Donde  $\gamma = (1 - \beta'^2)^{-1/2}$  ,  $p_T$  y  $p_{||}$  son las componentes transversa y paralela del trimomento. Cumpliéndose la métrica para los productos de cuadrivectores y siendo el producto de cuadrimomentos un invariante [16].

Es natural utilizar coordenadas cilíndricas para describir la disposición de los detectores. Entonces, la rapidez se define de la siguiente manera:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \tanh^{-1} \frac{p_z}{E}. \quad (5)$$

Siendo esta cantidad es invariante bajo un “Boost” de Lorentz en la dirección  $z$  a velocidad  $\beta$ , es decir ,  $y \rightarrow y - \tanh^{-1} \beta$ , cumpliéndose que  $p \gg m$  . Utilizando el cambio de variable  $\cos \theta = p/p_z$  la definición de la ecuación (5), pasa a ser :

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

Si representamos de una manera sencilla la ecuación anterior , como se puede ver en la Figura 29 , podemos observar como varía la pseudorapidez en función del ángulo  $\theta$ . Esto nos puede ayudar a entender los intervalos en los que trabajan los detectores de ATLAS , en el apartado 3.2, dado sus disposiciones espaciales.

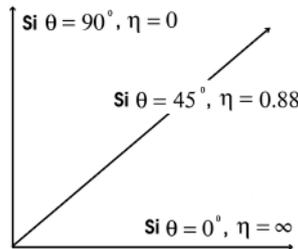


Figura 29: Variación de la Pseudorapidez con respecto al ángulo  $\theta$ .

## B. Método Estadístico y Cálculo de Incertidumbres.

Dada una distribución estadística binomial cuyo valor de la probabilidad  $p$  sea inferior a la unidad y el valor total de la muestra  $n$  sea muy elevado , estaremos en el caso en que la

distribución pueda ser del tipo gaussiana o del tipo poissoniana , y por lo tanto el valor de la media y la varianza cumplirán que:

$$\bar{x} = np \quad y \quad \sigma^2 = np = \bar{x}$$

Dado este método a las aplicaciones de recuento experimental , una simple medida “x” por procesos de señal , se asume que  $\bar{x} = x$  y que la varianza sea pertinente tomarla como la desviación estándar de la muestra  $\sigma^2 \cong s^2$ .

Para la propagación de incertidumbres aplicado a los cocientes, como fórmula general :

$$\delta q(x_1, x_2, \dots, x_n) = \sqrt{\left(\frac{\partial q}{\partial x_1} \delta x_1\right)^2 + \left(\frac{\partial q}{\partial x_2} \delta x_2\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial q}{\partial x_n} \delta x_n\right)^2}$$

Que en cuyo caso aplicado a nuestra Razón,  $R_{\pm}$ :

$$\sigma_{R_{\pm}} = \sqrt{\left(\frac{1}{W_2} \sigma_{W_1}\right)^2 + \left(-\frac{W_1}{W_2^2} \sigma_{W_2}\right)^2}$$

Para el caso del valor medio de la razón dado por las sumas de los tres valores de la razón obtenidas a partir de cada tanda de 1000 sucesos y el total dividido entre tres, su incertidumbre será obtenida como:

$$\sigma_{\bar{R}_{\pm}} = \frac{1}{3} \sqrt{\sigma_{R_{\pm,1}}^2 + \sigma_{R_{\pm,2}}^2 + \sigma_{R_{\pm,3}}^2}$$

## Bibliografía

- [1] ATLAS Collaboration G. Aad et al. , The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider , Institute of Physics publishing and sissa , *Jinst8 – 08 – s08003* , pp. 1-18 , August 14-2008.
- [2] ATLAS Collaboration G. Aad et al. , The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, *JINST – 3 – S08003* , 2008.
- [3] A. Pich , The Standard Model of Electroweak Interactions , IFIC. University of València-CSIC.Spain , *arXiv : 0705,4264v1* , pp. 13-18 , 29 May 2007.
- [4] Masterclass INvolving Event Recognition Visualized with Atlantis , ( “ [http : //atlas-minerva.web.cern.ch/atlas-minerva/](http://atlas-minerva.web.cern.ch/atlas-minerva/) ”).
- [5] University of Birmingham , Atlantis Collaborative Research Network in Imaging and Visualisation, *birmingham.ac.uk*.
- [6] S.L.Glashow , Partial-symmetries of weak interactions , *Nuclear Physics* , Vol.22 , No.4 , pp. 579-588 , 1961.
- [7] S.Weinberg , A Model of Leptons , *Physical Reviews Letters* , Vol. 19 , No.21 , pp. 1264-1266 , 1967.
- [8] A. Salam , Elementary Particle Physics: Relativistic Groups and Analyticity, Eighth Nobel Symposium. Stockholm: Almqvist and Wiksell , pp. 367 , 1967.
- [9] P.W. Higgs , Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, *Physical Review Letters* , Vol. 13 , No.16 , pp. 508–509 , 1964.

- [10] ATLAS Collaboration S.Chatrchyan et al. , Measurement of the Inclusive  $W$  and  $Z$  Production Cross Sections in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV , Journal of High Energy Physics , *arXiv* : 1107.4789v1 , pp. 1.Abstract , 26-Julio-2011.
- [11] ATLAS Collaboration G.Aad et al. , Search for the Standard Model Higgs boson in the  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$  decay mode with  $4.7 fb^{-1}$  of ATLAS data at  $\sqrt{s} = 7$  TeV , Physics Letters B , *arXiv* : 1206.0756v2 , pp.2 , 03-Sept-2012.
- [12] I. Foster and C.Kesselman eds. , The grid: blueprint for a new computing infrastructure. Morgan Kaufmann Publishers Inc. , San Francisco CA-USA, 1999.
- [13] R. W. L. Jones and D.Barberis, The evolution of the atlas computing model, Journal of Physics: Conference Series 219 , no. 7072037, 2010 .
- [14] LHC Internacional Masterclasses ( “ [http : //kjende.web.cern.ch/kjende/en/index.htm](http://kjende.web.cern.ch/kjende/en/index.htm) ”).
- [15] ATLAS Collaboration , A Particle Consistent with the Higgs Boson Observed with the ATLAS Detector at the Large Hadron Collider , SCIENCE , Vol. 338 , pp.1576-1582 , Diciembre 21-2012.
- [16] PDG Collaboration , REVIEW OF PARTICLE PHYSICS\* Particle Data Group , Phys. Rev.D ,Vol.86, no.010001 , pp.505-524 , 2012.
- [17] ATLAS Collaboration. G.Aad et al. , Measurement of the inclusive  $W^{\pm}$  and  $Z/\gamma^*$  cross sections in the  $e$  and  $\mu$  decay channels in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector , Phys. Rev.D , *arXiv* : 1109.5141v3 , pp.21 , December 5-2011.
- [18] ATLAS Collaboration. G.Aad et al. , Combined search for the Standard Model Higgs boson in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector , PHYSICAL REVIEW D 86, 032003 , 2-Agosto-2012.