

# Medida experimental de la masa del bosón Z con el detector CMS

PABLO LAVÍN PELLÓN

16 de Noviembre de 2018

## Resumen

Se ha realizado un experimento, gracias a CMSOpenData y Jupyter Ntebook, para medir el bosón Z del decaimiento de muon y anti-muon. Se ha realizado un proceso de selección de los muones que son candidatos posibles del decaimiento de un bosón Z y se ha analizado su masa invariante. Una vez obtenido el pico del bosón Z se ha realizado un análisis estadístico obteniendo  $m_Z = 90,82 \pm 0,23 \text{ GeV}/c^2$ .

## 1. Introducción

El objetivo de esta práctica ha sido identificar los muones en el detector CMS del LHC provenientes del decaimiento del bosón Z. Para ello, ha sido necesario estudiar distintos eventos y seleccionar aquellos de mayor interés teniendo en cuenta múltiples aspectos (como las trazas en las distintas partes del detector) y sabiendo como funcionan los detectores. Se han usado los eventos detectados en CMS durante 2010 con una energía centro de masas de 7 TeV.

La práctica ha sido dividida en tres partes. En la primera se han estudiado todos los decaimientos de muones para poder aislar aquellos eventos de interés, es decir, los que provienen del decaimiento Z. En la segunda parte aplicando criterios en base a las variables cinemáticas se han seleccionado los candidatos. Finalmente se ha realizado el análisis de los eventos de interés y se ha realizado un análisis estadístico para obtener la propiedades del bosón Z.

Esta práctica se ha podido desarrollar gracias a la plataforma CMSOpenData del IFCA (<https://cmsopendata.ifca.es/>), que permite realizar ejercicios de forma sencilla utilizando la interfaz de Jupyter Notebook (<http://jupyter.org/>).

## 2. Marco Teórico

El Modelo Estándar de la Física de Partículas describe las partículas (bariónicas) y su interacción mediante la Relatividad Especial (no la General) y la Teoría Cuántica de Campos. Utiliza los grupo Gauge  $SU(3) \times SU(2) \times SU(1)$ .

Dentro del Modelo Estándar, los bosones W y Z son los mediadores de la interacción débil. El bosón Z, en particular, siempre decae en un fermión y su antipartícula.

Lo que hace diferentes a los bosones W y Z es que son masivos (lo que no predice el Modelo Estándar y es necesario introducir el mecanismo de Higgs) y tienen vidas muy cortas, decayendo rápidamente y siendo imposible de observar en los detectores. Esta vida tan corta hace imposible su medición y a veces se dan procesos, por ejemplo entre fermiones, que parece que violan la conservación de la energía pero el tiempo de vida tan corto de los bosones hace que jueguen un papel de partícula virtual.

Estos bosones se estudian mediante su decaimiento: un 10 % en leptón anti-leptón, un 20 % en neutrino anti-neutrino y un 70 % en quark anti-quark. En este caso vamos a estudiar los leptones (en particular los muones) porque los neutrinos son muy difíciles de detectar y los quarks hidronizan el espacio y se produce mucho ruido que no interesa.

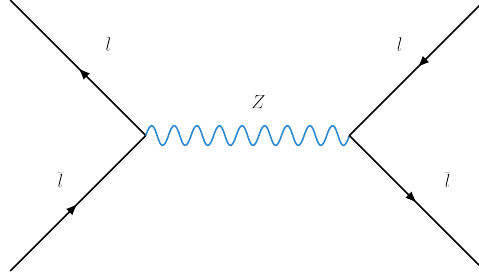


Figura 1: Diagrama decaimiento bosón Z en un leptón y un anti-leptón

El ratio de decaimiento,  $\Gamma$ , es la probabilidad por unidad de tiempo de que una partícula decaiga:

$$dN = -\Gamma N dt \quad \Rightarrow \quad N(t) = N(0) \exp(-\Gamma t) \quad (1)$$

donde  $N(t)$  es el número de partículas en el instante  $t$  y  $N(0)$  es en número de partículas en el instante  $t = 0$ .

A partir de  $\Gamma$  se define el tiempo de vida,  $\tau$ , como el tiempo promedio que tarda en decaer:

$$\tau = 1/\Gamma. \quad (2)$$

Si hay varios decaimientos posibles, entonces se tiene:

$$\Gamma_{Total} = \sum_{i=1} \Gamma_i, \quad \tau = 1/\Gamma_{Total}. \quad (3)$$

Además se define el branching ratio (ratio de decaimiento) para el decaimiento  $i$ :

$$BR = \Gamma_i / \Gamma_{Total}. \quad (4)$$

Debido al principio de incertidumbre las partículas no tienen una masa bien definida en los decaimientos, es por ello que se usa la función de Breit-Wigner:

$$N(m) = N_{max} \frac{(\Gamma/2)^2}{(m - M_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (5)$$

donde  $M_0$  es el valor para el cual  $N(m = M_0) = N_{max}$  y  $\Gamma$  es la anchura de la curva a media altura.

Finalmente, en la Física de Partículas se usa la masa invariante debido a que da cuenta de la energía y el momento totales, ya que es invariante Lorentz, es decir, es la misma cantidad independientemente del sistema de referencia. Considerando una partícula que decae en dos partículas,  $i = 1, 2$ , con masas  $m_i$ , energías  $E_i$ , momentos  $p_i$  y formando un ángulo entre ellas  $\theta$ , entonces la masa invariante,  $M$ , viene dada mediante la siguiente relación:

$$M^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - p_1 p_2 \cos \theta). \quad (6)$$

Para reconstruir la masa de la partícula que decae es necesario conocer los momentos de las partículas 1 y 2 y el ángulo que forman, a partir del sistema de rastreo del detector, además del tipo de partícula, lo que determina sus respectivas masas. Gracias a la reconstrucción del decaimiento de partículas con la masa invariante se ha podido determinar la masa de múltiples partículas a lo largo de la historia.

### 3. State of the art

El descubrimiento de los bosones W y Z ha sido uno de los mayores logros del CERN. En 1983 se descubrieron las partículas pero primero se habían descubierto muchos efectos predichos.

Desde principios del siglo XX se conocía la desintegración beta, uno de los efectos más importantes de la interacción débil. Pero, se tuvo que esperar a 1973 para que la cámara de burbujas Gargamelle observara los efectos de la interacción de corriente neutra por parte de los bosones Z, prevista por la reciente teoría electrodébil. Se fotografiaron unos electrones moviéndose sin más, lo que se interpretó como el intercambio de un bosón Z por parte de una partícula no observada, el neutrino.

El descubrimiento propiamente de los bosones tuvo que esperar todavía 10 años, hasta la construcción del Super Proton Synchrotron. Entonces se pudo demostrar la existencia de los bosones en una serie de experimentos dirigidos por Carlo Rubbia y Simon van der Meer (los experimentos UA1 y UA2). Ambos científicos recibieron el premio Nobel de física en 1984 por su descubrimiento.

En esta práctica simplemente se ha reproducido uno de los experimentos mediante una simulación, procediendo de una manera similar y comprobando los resultados que se obtienen. De esta manera se aprende como se trabaja en la Física de Partículas y la importancia del descubrimiento en este caso de los bosones W y Z, aunque nosotros nos centramos en el Z.

### 4. Metodología

Esta práctica se ha dividido en cuatro partes:

- Crear la estructura en árbol de ROOT con la información de todas las partículas producidas en cada evento medidas en el detector CMS. En el análisis de colisiones, la estructura de datos correspondiente a cada evento puede ser compleja, e incluye información de las señales del detector de las diferentes partículas reconstruidas y sus propiedades medidas. En Física de Altas Energías se usa esta estructura en árbol de ROOT para facilitar el acceso a los datos.

En este caso, como se comenta en la introducción, se usan los datos del CMS del CERN y cada evento se agrupa con sus variables y partículas en lo que se llama una "ntupla".

- A continuación ya podemos comenzar a observar los sucesos en un primer vistazo y comprobar si algunos muones pueden haber venido de un bosón Z. Se realiza el análisis para todos los muones y se obtienen los distintos histogramas.
- En esta parte vamos a obtener los muones candidatos que han decaído de un bosón Z aplicando criterios de selección en las diferentes variables. La manera de proceder es asignar un parámetro de corte a las siguientes variables: mínimo momento transversal, máximo ángulo eta, norma de chi, número de choques válidos en la cámara de muones, número de choques en el tracker, número de cámaras usadas, distancia del vértice del muon al eje Z y al plano XY y que el muon este aislado.

Con estos criterios obtenemos unos nuevos histogramas de los posibles candidatos. Lo siguiente es seleccionar muones con carga opuesta y calcular su masa invariante.

- La última parte consiste en ajustar la curva del bosón Z. Con los eventos previamente seleccionados, que son los candidatos potenciales, se realiza un análisis estadístico de la anchura de decaimiento de bosón Z. Se ha utilizado un ajuste según una curva Gaussiana y una función Breit-Wigner. Tiene sentido usar esta última función ya que se tiene en cuenta que conocemos la resolución del detector. Sin embargo, si esta resolución es pobre una Gaussiana sería útil. Si la resolución es buena otra opción es un producto de convolución de Gaussiana y Breit-Wigner (en el caso de que no haya background).

## 5. Resultados Experimentales y Análisis

Identificación de muones y aislamiento de variables en CMS.

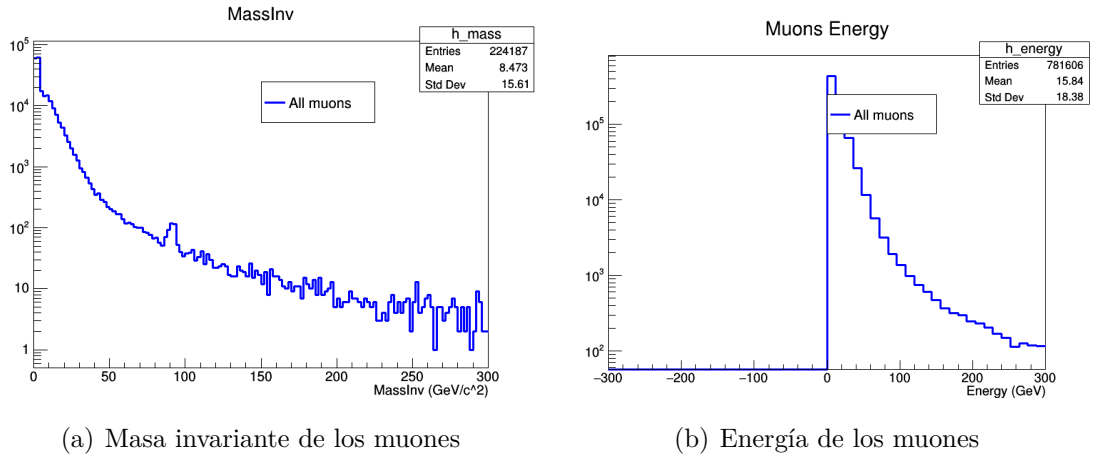


Figura 2: Histogramas de la masa invariante y la energía de los muones

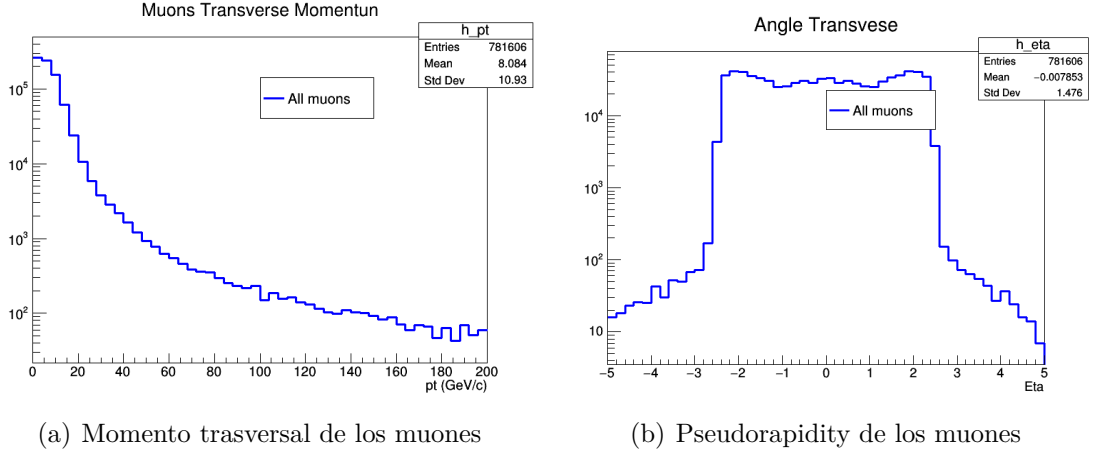


Figura 3: Histogramas del momento trasversal y la pseudorapidity de los muones

En los histogramas de las Fig. 2 y 3 se pueden observar cuatro variables distintas obtenidas de los eventos de los muones. Como se puede observar, en general, el rango de las variables es muy amplio y no dicen nada, a priori. Esto indica que hay muchísimos muones y no todos provenientes del bosón Z, por eso es importante aplicar criterios de selección.

Uno de los criterios es el momento trasversal mínimo, ya que al decaer del bosón Z que es masivo los muones no van a tener bajos momentos (ya que además su masa es mucho menor), de esta manera se establece  $pT_{min} = 5$  GeV/c. También va a existir un máximo ángulo eta para los muones,  $\eta_{max} = 2,4$ .

Otro corte importante es el aislamiento relativo definido como  $relIso = (sumPt + emEt + hadEt)/pt$ , donde sumPt es el momento registrado del tracker, emEt es el momento registrado del calorímetro electromagnético y hadEt es el momento registrado del calorímetro hadrónico.

Después de haber aplicado todos los cortes de selección para los muones se obtienen de nuevo los histogramas y se compara.

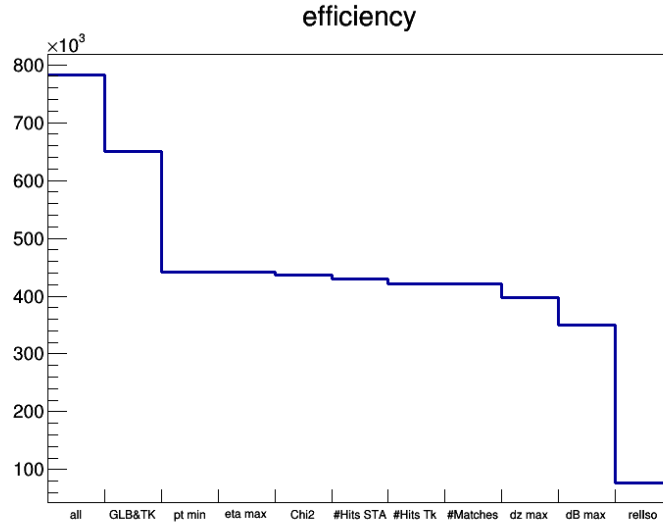
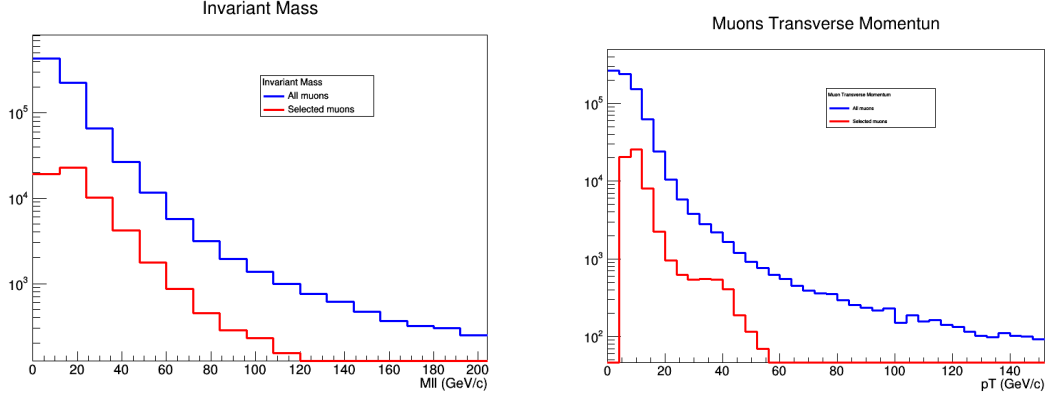


Figura 4: Eficiencia de los criterios de selección aplicados

En la Fig. 4 se puede apreciar la eficiencia de los distintos criterios. Se puede observar como los más importantes son el aislamiento del tracker, el momento trasversal mínimo y el aislamiento relativo. La eficiencia total de la selección ha sido de tener 780.000 muones a tener 100.000 muones, es decir, una eficiencia de  $\approx 8$ .

En la Fig. 5 se pueden observar los nuevos histogramas de la masa invariante y del momento trasversal y como el número de muones es mucho menor.



(a) Masa invariante de los muones seleccionados (b) Momento trasversal de los muones seleccionados

Figura 5: Histogramas de la masa invariante y el momento trasversal de los muones seleccionados

En la Fig. 6, tras hacer la reconstrucción de la masa invariante de acuerdo a la Eq. 6, se puede observar muy claramente el pico entre 80 y 100 GeV/c de la masa invariante, un claro indicativo del bosón Z. Se selecciona ese pico y no el que está a más bajas energías ya que si comparamos con la Fig. 5 el momento trasversal tiene un máximo en torno a ese valor (15-20 GeV/c) por lo que es imposible que los muones (que también tienen masa) tengan más momento que la masa del bosón Z.

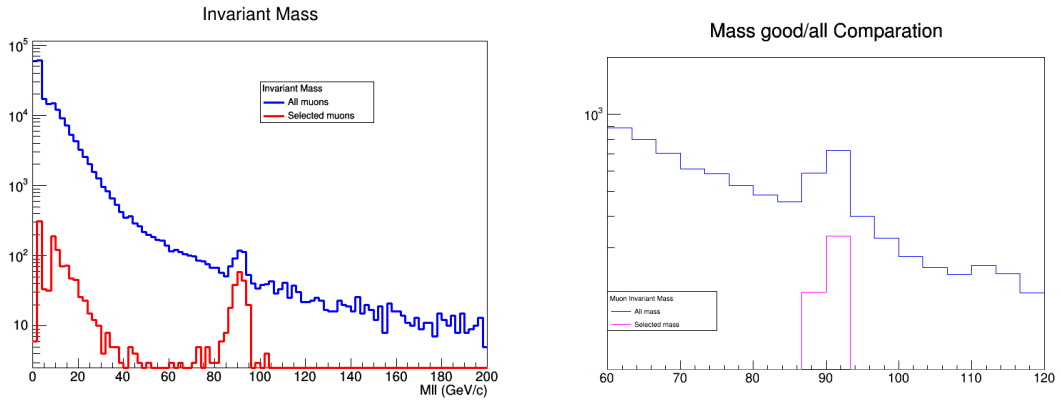


Figura 6: Histogramas de la masa invariante de los muones seleccionados

Una vez seleccionado y aislado el bosón Z hay que realizar un análisis estadístico. Como ya se ha comentado, como se conoce la resolución del detector y es buena el mejor análisis se realiza usando una función Gaussiana en producto de convolución con una función Breit-Wigner. Sin embargo, se muestran los tres análisis para comprobar.

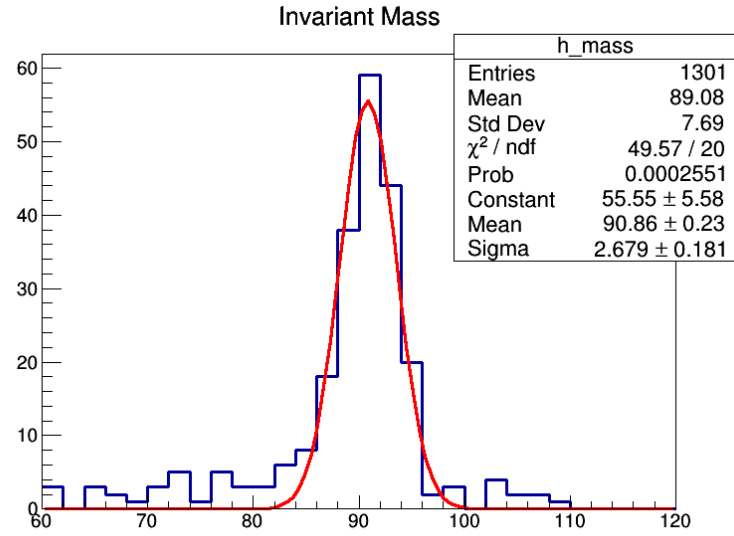


Figura 7: Ajuste del bosón Z de acuerdo a una Gaussiana

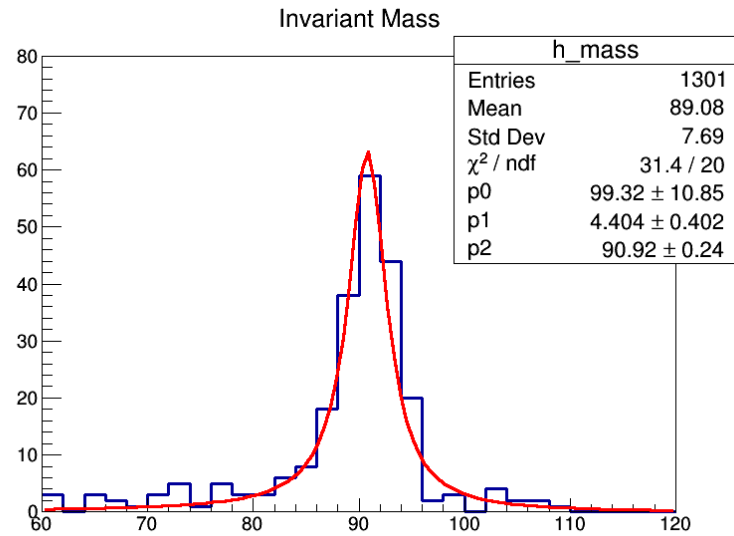


Figura 8: Ajuste del bosón Z de acuerdo a una Breit-Wigner

Se puede observar en las Fig. 7 y 8 como a pesar de no realizar un mal ajuste es muy mejorable, así como los parámetros que se obtienen.

Finalmente, en la Fig. 9 se puede observar un mejor ajuste, obteniendo una masa para el bosón Z de  $m_Z = 90,82 \pm 0,23 \text{ GeV}/c^2$  con una anchura  $\Gamma = 3,22 \pm 0,80$ . La masa del bosón Z aceptada actualmente es  $m = 91,1876 \text{ GeV}/c^2$ , lo que significa que se ha obtenido un buen resultado.

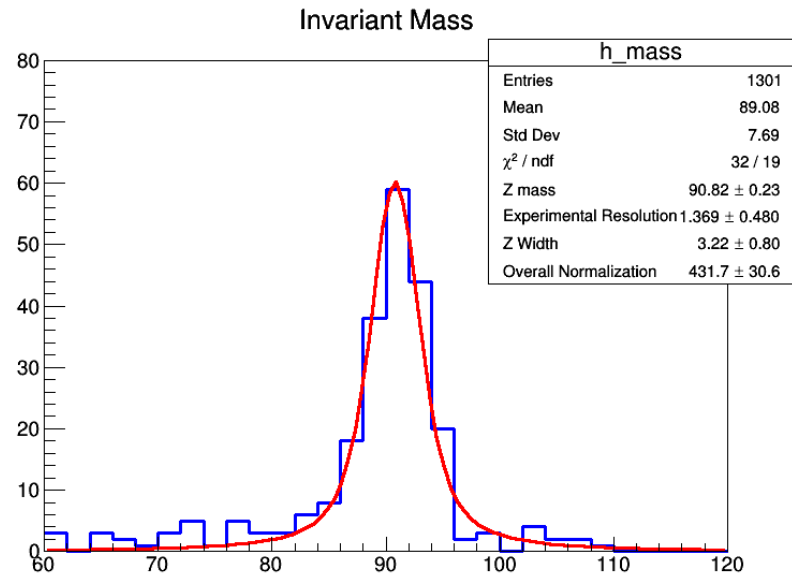


Figura 9: Ajuste del bosón Z de acuerdo a una Gaussiana convolucionada con una Breit-Wigner

## Referencias

- [1] THOMSON, M. 2001. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press. ISBN 9781107034266