



Búsqueda de muones excitados con el detector CMS en el colisionador LHC

Search for Excited Muons in CMS Detector in the LHC Collider

Autor: Iván Asín <iv.asin@gmail.com>

Directora: Mara Senghi Soares <mara.senghi@ciemat.es>

Palabras clave: Muon excitado, interacción de contacto, muon, fotón, teoría más allá del Modelo Estándar, CMS, LHC, límite de masa.

Keywords: Excited muon, contact interaction, muon, photon, beyond Standard Model theory, CMS, LHC, mass limit.

En este trabajo de fin de máster se han buscado señales de muones excitados y exóticos mediante los datos recogidos durante el año 2010 con el detector *Compact Muon Solenoid* (CMS) del *Large Hadron Collider* (LHC) en colisiones pp a energías $\sqrt{s} = 7$ TeV.

La producción está predicha por el modelo de Baur con interacción de contacto y el decaimiento en un canal $\mu^* \rightarrow \mu + \gamma$.

Se explica así mismo el funcionamiento de los diferentes subdetectores del CMS, los diferentes métodos de reconstrucción y selección de partículas y el cálculo de las eficiencias de detección.

Al no encontrar un exceso de datos sobre el fondo previsto se ha obtenido, mediante el método de inferencia Bayesiana, un límite en la masa del μ^* a una cierta escala de contacto Λ .

In this Master Theses excited and exotic muon signals search has been done using data from $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions collected during 2010 with *Compact Muon Solenoid* (CMS) detector at *Large Hadron Collider* (LHC).

The excited muon production is modeled by Baur model in a contact interaction and the consecutive decay in $\mu^* \rightarrow \mu\gamma$ channel.

It is also explained the different CMS subdetectors, particle reconstruction and selection criteria and the efficiency calculation method.

As no data excess is observed over the expected background a μ^* lower mass limit is obtained for Λ contact scale with Bayesian inference method.

Índice

1. Motivación Física	1
2. Instrumento	1
2.1. Silicon tracker e imán	2
2.2. Electromagnetic Calorimeter	2
2.3. Hadronic Calorimeter	2
2.4. Detectores de muones	2
3. Reconstrucción y Selección de Eventos	3
3.1. Reconstrucción de Partículas	4
3.1.1. Muones	4
3.1.2. Fotones	4
3.2. Selección de Partículas	4
3.2.1. Muones	5
3.2.2. Fotones	5
3.3. Selección de Eventos	5
4. Señales de fondo	5
5. Tasas de malinterpretación de señales	6
5.1. Fake Rate de fotones	6
6. Eficiencias e Incertidumbres	6
6.1. Tag and Probe	6
6.2. Incertidumbres Experimentales	7
7. Análisis	7
7.1. Selección Final	7
7.2. Inferencia Bayesiana	8
7.3. Límite de masas	8
8. Conclusión	8
A. Cascadas Electromagnéticas	10
B. Muon Fake Rate	10
C. Sección de scattering	10

Búsqueda de muones excitados con el detector CMS en el colisionador LHC

Iván Asín

Resumen

En este trabajo de fin de máster se han buscado señales de muones excitados y exóticos mediante los datos recogidos con el detector CMS del LHC en colisiones pp a energías $\sqrt{s} = 7$ TeV. La producción está predicha por un modelo con interacción de contacto y un canal de decaimiento $\mu^* \rightarrow \mu + \gamma$. Al no encontrar un exceso de datos sobre el fondo previsto se ha obtenido un límite en la masa del μ^* a una cierta escala de contacto.

1. Motivación Física

En el afán de unificar las cuatro fuerzas que rigen el mundo en el que vivimos se han realizado diferentes experimentos para verificar las teorías. Dichos experimentos cada vez han ido alcanzando mayores energías lo que permitía comprobar las predicciones hechas hasta la fecha, pero a la vez generaban resultados inesperados lo que abría caminos hacia nuevos modelos y teorías.

Hoy en día el modelo teórico que más cerca está de unificar todas las fuerzas es el llamado Modelo Estándar (SM), explica la unificación de las fuerzas electrodébil y fuerte pero no la gravitatoria [2]. En dicho modelo los componentes fundamentales son los quarks y leptones, todos ellos están organizados en tres dobletes o familias que surgen de una simetría SU(2):

$$\begin{aligned} \text{Quarks} &\rightarrow \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \\ \text{Leptones} &\rightarrow \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1)$$

Las masas [3] de los leptones son $m_e = 0.511$ MeV, $m_\mu = 105.6$ MeV, $m_\tau = 1776.82$ MeV y $m_\nu \approx 0$ eV.

La jerarquía en las masas de las partículas fundamentales es una observación experimental que todavía no tiene explicación teórica y podría ser una indicación de que poseen estructura interna. Del mismo modo, al incluir el SM en un grupo de simetría más grande se predicen entre otras cosas la

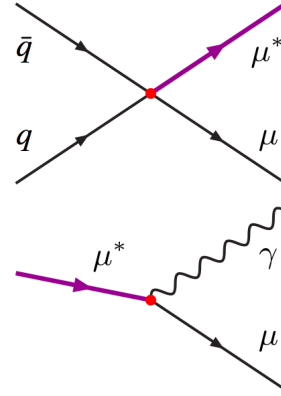


Figura 1: Diagrama de producción mediante una interacción de contacto y decaimiento del muon excitado bajo estudio en este análisis

existencia de leptones exóticos (l^*). Estos leptones exóticos no serían fundamentales [1], por lo que como cualquier partícula compuesta tendría un espectro de estados excitados que decaerían principalmente en leptones ($l = e, \mu, \tau$) y otras partículas. Así pues la detección de un lepton exótico sería una señal de física más allá del Modelo Estándar.

Este análisis se centra en la detección de muones exóticos o muones excitados producidos mediante una interacción de contacto en el proceso $qq \rightarrow \mu\mu^*$ que decaen en el canal $\mu^* \rightarrow \mu + \gamma$, ver Fig. 1. Luego se consideran señales finales del proceso total $qq \rightarrow \mu\mu^* \rightarrow \mu\mu\gamma$. Para ello se han usado datos obtenidos durante el año 2010 en el detector *Compact Muon Solenoid* (CMS) situado en el *Large Hadron Collider* (LHC) del CERN. Los datos se compararán con un modelo [1] que predice la producción de muones exóticos en función de su masa y de una escala de contacto Λ , de donde se puede observar la subestructura del lepton.

2. Instrumento

El *Compact Muon Solenoid* (CMS) es un instrumento multitarea situado en el experimento LHC del CERN en la localidad de Cessy (Francia), Fig. 2,

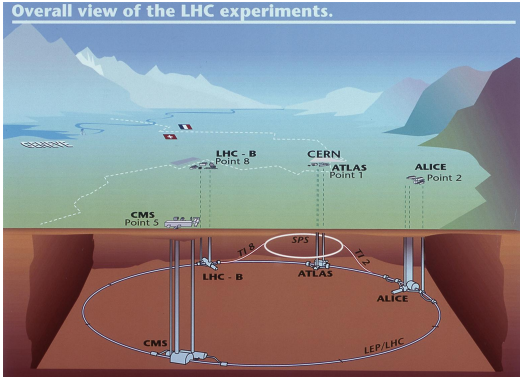


Figura 2: Esquema del LHC con las localizaciones de los cuatro detectores: ATLAS, CMS, LHCb, ALICE

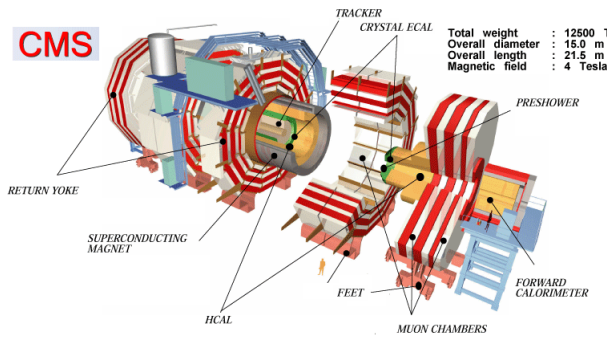


Figura 3: Desglose del instrumento CMS

de dimensiones extraordinarias: $21.5\text{m} \times 15\text{m} \times 15\text{m}$ y 12500 T de peso. Está diseñado para la búsqueda de casi cualquier tipo de partículas, pues tiene detectores específicos de hadrones, fotones y electrones y muones. Se puede ver un desglose en la Fig. 3. A continuación se describen las propiedades del detector de trazas (Tracker), calorímetro electromagnético (ECAL), calorímetro hadrónico (HCAL) y detectores de muones.

2.1. Silicon tracker e imán

El detector de trazas es el primer subdetector y el situado en posición más interna del CMS. Está hecho de 13 capas de silicio, y contiene varias regiones diferenciadas. La primera está compuesta de tres capas de pixeles de tamaño $100\ \mu\text{m} \times 150\ \mu\text{m}$ y cubre unos radios de 4 a 11 cm desde el haz. La siguiente capa está compuesta de 4 capas de tiras de silicio de $10\ \text{cm} \times 180\ \mu\text{m}$ de tamaño. La tercera y última región tiene 6 capas de tiras de silicio de $25\ \text{cm} \times 180\ \mu\text{m}$. Estas dos últimas capas cubren radios de hasta 1.3 m.

El imán superconductor es la parte principal del detector. Tiene una intensidad de 4T, 5 ordenes de

magnitud más intenso que el campo terrestre. Esto permite, junto con los detectores de muy alta precisión, curvar y determinar con gran exactitud los momentos de las partículas que se generan en las colisiones pp . Dentro del imán se encuentran situados el tracker, ECAL y HCAL; y en torno a él los detectores de muones.

2.2. Electromagnetic Calorimeter

El ECAL está diseñado para medir con mucha precisión la energía y momento de fotones y electrones. Está compuesto de 75848 cristales de tungstato de plomo (PbWO_4). Este material tiene una densidad muy alta lo que permite incluso que fotones de muy baja energía provoquen el centelleo de los cristales.

El ECAL posee también un *preshower* en la parte más externa. Esta sección del instrumento permite eliminar señales que no sean realmente electrones o fotones. Esto ocurre por ejemplo con piones de muy alta energía que decaen en un par de fotones a muy bajos ángulos. Para poder discriminar estas señales el *preshower* consta de dos planos de plomo seguido de detectores de silicio mucho más pequeñas que en el resto del ECAL, 2 mm frente a los 3 cm. Cuando un fotón incide sobre la sección de plomo, se genera una cascada electromagnética y los electrones generados en ella son los registrados por el detector de silicio.

2.3. Hadronic Calorimeter

El HCAL es un subdetector que tiene como principal objetivo la detección de los hadrones que se generan en los procesos. Estos hadrones pueden ser generados por el decaimiento de partículas como el bosón de Higgs o partículas supersimétricas. El detector fue diseñado de modo que permita saber la posición, energía depositada y tiempo de llegada. Para ello se compone de secciones de plásticos centelladores y material absorbente entre ellos. El material absorbente provoca que la partícula interactúe y sucesivamente genere una cascada que se detecta y mide.

2.4. Detectores de muones

Los detectores de muones son una parte de instrumento, que como su nombre indica, están diseñados para detectar muones. Estas partículas poseen características similares de carga, spin, ... a las de los electrones salvo la masa: $m_\mu \approx 200 m_e$. Además son tales que pueden atravesar varios metros de material sin interactuar con él. Esto ha condicionado la situación final del sistema de detección

de muones a su posición externa para poder tener alguna interacción con el material que se encuentre antes y para eliminar cualquier otra señal que no sea de muones.

El subdetector esta compuesto por capas intercaladas de cámaras de muones y placas de hierro que funcionan como freno de ciertas partículas y cierre del flujo magnético (*return yoke*). Las cámaras de muones son de varios tipos:

- *Drift tubes (DT)*: Son tubos con un hilo y llenos de gas que al incidir un muon sobre ellos ionizan el gas y dicha señal es recogida por el hilo. Su ubicación está en el barril ($|\eta| < 1.2$)¹ del CMS.
- *Cathode strip chamber (CSC)*: Están situados en las tapas del CMS ($1.0 < |\eta| < 2.4$) y compuestos por planos perpendiculares de ánodos y cátodos dentro de un gas. Al pasar los muones ionizan el gas y los iones se recogen por los hilos que al estar en planos perpendiculares permiten una precisa determinación de la posición.
- *Resistive plate chambers (RPC)*: Éste es un sistema de trigger que funciona en conjunción a las otras dos secciones indicadas anteriormente. Se compone de dos planos plásticos altamente resistivos situados a diferentes potenciales entre los cuales se ha introducido un gas. La medida de la traza permite la determinación del momento de los muones y la decisión de toma o no de datos.

Para una idea más clara de como se hace la detección de los diferentes tipos de partículas por el CMS se puede ver un esquema en la Fig. 4.

3. Reconstrucción y Selección de Eventos

En este análisis se han estudiado procesos con muones y fotones, y como se consideran procesos “raros” los criterios de selección y reconstrucción deben ser tales que eliminen el fondo manteniendo tan alta como sea posible la eficiencia de detección de una posible señal. En esta sección se explica como se hace la selección y reconstrucción de dichas partículas en los eventos a partir de los impulsos

¹El sistema de coordenadas utilizado en el CMS es (z, η, ϕ) . Donde z está dirigido en el sentido del haz, $\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)$ y ϕ es el angulo azimutal. Otras magnitudes a tener en cuenta son la distancia entre partículas $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ y el momento transverso de la partícula $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = p \cdot \sin\theta$. Ver Figura 5.

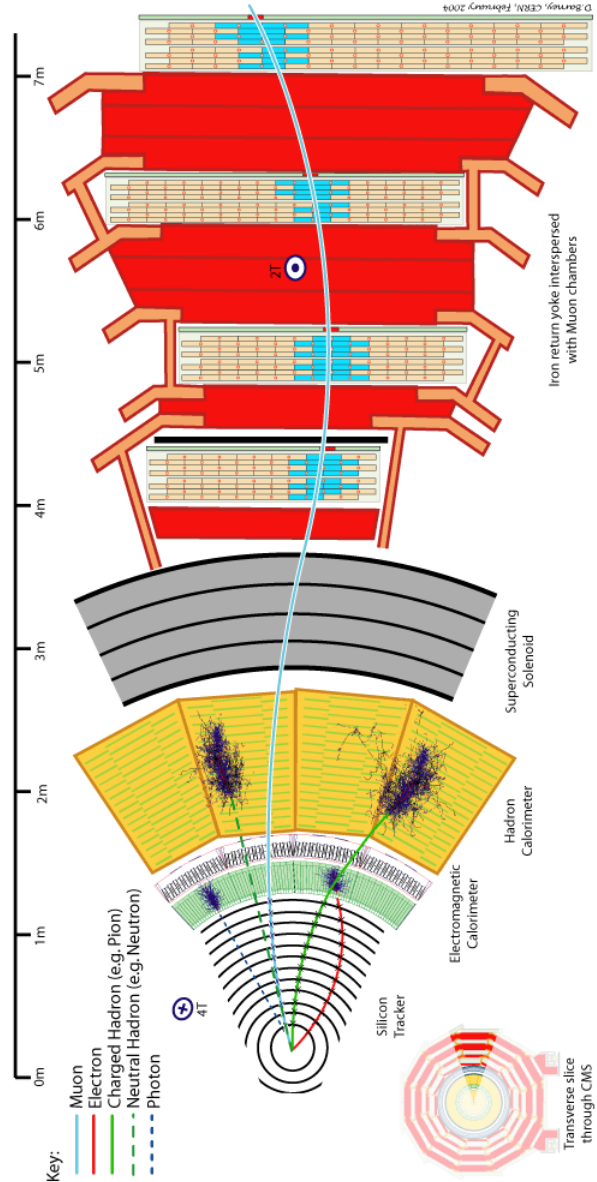


Figura 4: Esquema de detección de las diferentes partículas por los diferentes subdetectores del CMS

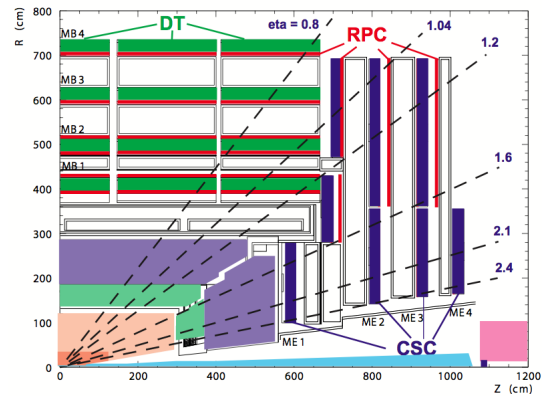


Figura 5: Sistema de coordenadas del CMS

o señales eléctricas dejadas por las partículas en los diferentes subdetectores anteriormente mencionados.

3.1. Reconstrucción de Partículas

3.1.1. Muones

La detección de los muones se realiza en particular con el detector de trazas de silicio y los detectores de muones. Las trazas en cada uno de los subdetectores se reconstruye por separado y posteriormente se hace un ajuste de la traza a lo largo de todo el instrumento de tres modos diferentes:

- **Reconstrucción Global Muon:** Se toma una señal dejada por el muón en el espectrómetro de muones y se ajusta a una señal que haya en el tracker. El ajuste global de ambas trazas será considerado como Muon Global.
- **Reconstrucción Tracker Muon:** Se toma una traza que se haya dejado en el detector de silicio que cumpla $p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$ y $p > 2.5 \text{ GeV}/c$. Dicha traza se extrapola hacia el exterior del instrumento, y si hay al menos una traza extrapolada que coincida con una señal dejada en el detector de muones se entenderá dicha traza como la de un Muon de Tracker. Cabe destacar que en esta reconstrucción solo es necesaria una señal en el detector de muones por lo que muones de menor momento pueden ser reconstruidos como Muones Tracker a diferencia del Muon Global donde se necesitan más de una señal por lo que se obtiene la misma eficiencia de reconstrucción solo para muones de mayor momento.
- **Standalone Muon:** Sólo es necesario que haya una traza en el detector de muones.

3.1.2. Fotones

La selección e identificación de fotones se realiza de modo escalonado usando información obtenida de los subdetectores ECAL, HCAL y Tracker. Primeramente se obtienen las señales del ECAL y se genera un cluster básico [6]. Con dichos clusters, dependiendo si se han obtenido en el ECAL Barrel o ECAL Endcap y pre-Shower, se usan diferentes algoritmos para sumar las energías de los cluster básicos obteniendo la energía de lo que se llama *supercluster* al que se aplican diferentes condiciones de modo que se hace una selección. Posteriormente se aplican correcciones a las pérdidas de energía que padecen los superclusters debido a las interacciones con los subdetectores previos y se obtiene

un candidato a fotón al que se le pueden aplicar sucesivos cortes o mejoras con el objetivo de mejorar la resolución.

A continuación explicamos más detalladamente los pasos anteriores.

- **De señales a Clusteres Básicos:** Para la obtención de la energía del fotón se obtienen las energías depositadas en cada cristal del detector ECAL. Dichas señales son los llamados Clusteres Básicos.

- **Superclusters:** Una vez obtenidas todos los clusteres básicos se suman formando los Superclusters. Si las deposiciones están en el ECAL Barrel ($|\eta| < 1.497$) se usa un método. Si en cambio las señales se han detectado en el ECAL Endcap ($1.479 < |\eta| < 3.0$) y en el pre-Shower ($1.653 < |\eta| < 2.6$) se usa un algoritmo que suma la energía de los 5×5 cristales alrededor del cluster básico.

Una vez hecha la selección de superclusters, se corrige la pérdida de energía que han tenido al atravesar los diferentes subdetectores así como por la forma de los cristales del detector.

Como resultado de un supercluster corregido se tiene un candidato a fotón que sirve para realizar cualquier otro análisis físico.

La energía de cada fotón se asigna en función de un factor $r9$ que mide el cociente entre la energía depositada en una región de 3×3 cristales centrados en el supercluster que genera el fotón y la energía del supercluster: $r9 = E_{3 \times 3} / E_{SC}$.

- Si $r9 > 0.94$ en el barrel se asigna $E_\gamma = E_{3 \times 3}$, si $r9 < 0.94$ $E_\gamma = E_{SC}$
- Si $r9 > 0.95$ en el endcap se asigna $E_\gamma = E_{3 \times 3}$, si $r9 < 0.95$ $E_\gamma = E_{SC}$

donde E_γ es la energía del fotón, $E_{3 \times 3}$ la de los 3×3 cristales alrededor del centro del supercluster y E_{SC} la energía del supercluster.

3.2. Selección de Partículas

Además de reconstruir de uno u otro modo las partículas, se deben aplicar distintos cortes o criterios de selección en función del objetivo del análisis. En el caso de estudios de precisión se busca una gran estadística con procesos tan puros como sean posibles por lo que los cortes de selección son más estrictos. Pero si hacemos un análisis de nuevas señales como es este estudio debemos tomar cortes de selección más blandos que permiten registrar todos los eventos en estudio a costa de incluir señales de fondo cuyas contribuciones se deben estimar en gran detalle (Sección 4).

3.2.1. Muones

Los muones considerados en este estudio deben cumplir las siguientes condiciones:

- Muones reconstruidos como *Global* y *Tracker* muon
- $|\eta| < 2.4$
- $p_T > 20$ GeV
- El parámetro χ^2 del ajuste Global muon debe ser $\chi^2 < 10$
- El ajuste global de la traza debe tener al menos una señal en el detector de muones
- El tracker muon debe tener al menos 10 señales en el detector de trazas
- El coeficiente de aislamiento del tracker² de la traza final debe ser menor de 10 GeV: $Isol.Tracker < 10$ GeV
- El parámetro de impacto respecto del vértice primario $d_0 < 2mm$

3.2.2. Fotones

Una vez reconstruidos los objetos como fotones se les exigen las siguientes condiciones para incluirlos en este análisis:

- $p_T > 20$ GeV, con p_T el momento transverso de los fotones.
- Los superclústeres deben haberse medido en regiones cubiertas por el detector de trazas y por el barril del ECAL $|\eta| < 1.479$.
- Aislamiento del calorímetro electromagnético $Isol.ECAL < 4.2 + 0.006 \cdot p_T$
- Aislamiento del calorímetro hadrónico $Isol.HCAL < 2.2 + 0.001 \cdot p_T$
- Aislamiento en el detector de trazas $Isol.Tracker < 2.0 + 0.001 \cdot p_T$
- Se rechazan jets con mucha componente hadrónica. Para ello se pide que $H/E < 0.05$, donde H y E son las energías depositadas por el superclúster en el calorímetro hadrónico y electromagnético respectivamente.

²El coeficiente de aislamiento se define como la energía depositada por la traza en el detector de trazas dentro de un cono de tamaño $\Delta R < 0.3$ alrededor de la traza sin tener en cuenta la contribución de la propia traza.

- La forma de la cascada electromagnética (Apéndice A) generada por el fotón en el calorímetro electromagnético debe ser tal que verifique $\sigma_{i\eta i\eta} < 0.013$

Además se sabe que por construcción puede ocurrir que se generen chispas en los cristales del ECAL lo que daría una señal falsa en el detector. Para eliminarlas se exige también que $E_2/E_9 < 0.95$ donde E_i es la energía depositada en $i \times i$ cristales alrededor del fotón.

3.3. Selección de Eventos

Además de los criterios de selección sobre partículas explicados anteriormente, se aplican otros cortes generales sobre los eventos.

- Se requiere que haya al menos un vértice reconstruido.
- Se pide que haya al menos 2 muones y un fotón que cumplan todas las condiciones de selección anteriormente explicadas.
- La distancia longitudinal del vértice primario respecto al punto teórico de interacción debe ser $z < 24cm$
- El parámetro de impacto transverso del vértice respecto al punto de interacción debe cumplir $d_{XY} < 2cm$
- La separación ΔR entre el fotón y ambos muones debe ser $\Delta R > 0.5$
- La masa invariante del sistema dimuon debe ser mayor que 60 GeV/c²

Hay que resaltar que estos criterios de selección son condiciones “pre-selección”. Las señales de fondo presentes en la muestra se comparan con el conjunto de datos obtenidos con estos cortes pre-selección, pero para la detección de μ^* se aplica posteriormente un último corte en la masa invariante del muon excitado, ver Sec. 7.1.

4. Señales de fondo

En este estudio se consideran procesos $q\bar{q} \rightarrow \mu\mu^* \rightarrow \mu\mu\gamma$. La señal final $\mu\mu\gamma$ no tiene como única fuente el mencionado proceso. Existen otros muchos procesos descritos por el Modelo Estándar que dan señales con 2 muones y un fotón que al ser idénticas a las señales bajo estudio no se eliminan. Todas ellas se deben incluir como fondo o *background* de la señal en estudio. Los procesos mencionados incluyen bosones

Z^0, W^\pm , quarks t y leptones τ . Estas cuatro partículas decaen de muy diversos modos entre los cuales nos interesan los siguientes

- I) $Z \rightarrow l\bar{l}$ con l cualquier tipo de lepton $l = e, \mu, \tau$
- II) $W \rightarrow l\bar{\nu}_l$ donde $l = e, \mu, \tau$
- III) $t \rightarrow Wb$ donde el boson W decae en $l + \nu_l$ o jet
- IV) $\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$

En caso de tener un estado final que incluye un quark, este se hadroniza provocando un chorro de partículas conocidas como *jet*.

Por lo tanto tenemos los siguientes procesos de background

- a) Proceso de Drell-Yan: $Z^*/\gamma \rightarrow \mu\mu$
- b) $Z^*/\gamma \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu\nu_\mu\nu_\mu$
- c) $t\bar{t} \rightarrow Wb + W\bar{b} \rightarrow \mu\mu\nu_\mu\nu_\mu b\bar{b}$
- d) $ZZ \rightarrow ee\mu\mu$
- e) $Z^*/\gamma + jet \rightarrow \mu\mu + jet$
- f) $WZ \rightarrow e\nu_e\mu\mu$

En todos los procesos se puede dar lo que se llama “Initial State Radiation (ISR)” o “Final State Radiation (FSR)”. En ellos un partícula cargada inicial o final emite un fotón por efecto bremsstrahlung generando una señal de 2 muones y un fotón idéntica a la de interés.

Todas estas señales de fondo se estiman mediante simulaciones de Monte-Carlo (MC) y el método de fake-rate (Sec. 5). Tras generar las muestras se simula su paso a través del detector (GEANT 4 [9]) estimando las aceptancias geométricas, regiones inactivas del detector y pérdidas de energía por procesos de scattering.

La simulación del detector incluye características específicas para el año 2011 lo que incluye mayor luminosidad respecto a las del año 2010, periodo durante el cual se tomaron los datos. Ello se ha corregido realizando un repesado de los histogramas usando el número de vértices observados en las colisiones como variable representativa.

5. Tasas de malinterpretación de señales

Además de las señales de fondo anteriormente explicadas, puede suceder que el jet de un proceso se interprete como un fotón o muón. Por ejemplo en el

proceso c) el quark b puede generar un jet hadrónico que se identifica erróneamente como un fotón o muon (Apéndice B). Lo mismo puede ocurrir en el proceso e). Por ello es importante calcular la fracción de jets que se identifican mal: *Fake Rate* (FR).

5.1. Fake Rate de fotones

Los jets generalmente poseen piones π^0 muy energéticos que decaen en 2 fotones casi colineales de modo que se interpreta como un único fotón proveniente del proceso $\mu\mu^* \rightarrow \mu\mu\gamma$ cuando realmente no es así.

En este caso no se pueden hacer los cálculos de las FR en comparación con simulaciones de Monte-Carlo pues dichas simulaciones no representan de modo fidedigno los procesos reales de fragmentación de jets, además de que las simulaciones a ordenes diferentes al primero necesarias en este caso tienen una gran dificultad de cálculo.

Por ello se usa un método de comparación con la propia muestra de datos obtenida en el experimento, usando variables que sean capaces de discriminar un fotón de un jet como puede ser el parámetro $\sigma_{in\eta}$.

Una vez definido el subconjunto en el cual se hará el estudio se define la tasa de identificación errónea (FR) como:

$$FR_\gamma = \frac{A}{B}$$

donde A número de jets en el subconjunto muestra que se “parecen” a los fotones reales y B número de jets del subconjunto muestra que incluyen muones en el evento.

6. Eficiencias e Incertidumbres

Como en todo estudio la detección de las diferentes partículas y eventos no es perfecta por ello se deben tener en cuenta las eficiencias. La eficiencia en la detección de muones y fotones se realiza mediante el método de *Tag and Probe*.

6.1. Tag and Probe

En este método se usa el bien conocido decaimiento del bosón Z en pares de electrones, para la eficiencia de detección de fotones, o muones: $Z \rightarrow ee$ y $Z \rightarrow \mu\mu$. Como las cascadas generadas por fotones y electrones son muy similares se estima la eficiencia de los fotones mediante el proceso $Z \rightarrow ee$.

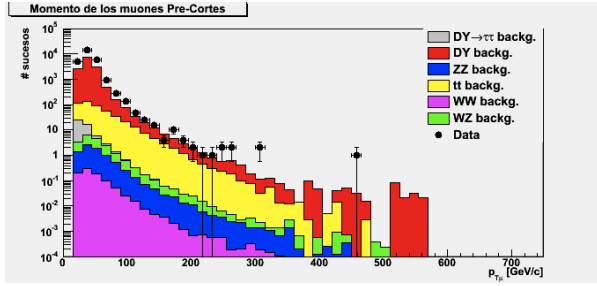


Figura 6: Momento transverso de los muones antes de los cortes “pre-selección”

En el método Tag and Probe se exigen unas condiciones muy restrictivas sobre uno de las partículas, partícula de “tag”, y más benévolas sobre la otra, partícula “probe”.

La eficiencia se obtiene finalmente como el cociente entre el número de partículas probe y el número total de partículas seleccionadas.

Se estima que la eficiencia de selección y reconstrucción de muones es $0.989 \pm 0.002 \pm 0.010$ y 0.967 ± 0.025 para el caso de fotones.

También hay una eficiencia en la detección de eventos de interés. Esta eficiencia varía en función de la masa $m_{\mu\mu^*}$ que se conjetura. Los valores relevantes para este análisis se muestran en la Tabla 1.

6.2. Incertidumbres Experimentales

Además de las eficiencias en la detección de fotones y muones, a la hora de computar el fondo se deben considerar las incertidumbres experimentales de la luminosidad, de reconstrucción de eventos, de *fake rates* y de los detectores, principalmente el ECAL.

Los valores de cada una de las contribuciones son 4% para la luminosidad, 10% para el *fake rate* de fotones, 1.9% en la identificación de fotones y 1.6% en la de muones.

7. Análisis

Con todo lo anterior obtenemos las distribuciones de diferentes variables de interés: $m_{\mu\mu}$ y número de vértices antes y después del repesado antes de aplicar los cortes “pre-selección”, figuras 6, 7, 8 y 9.

7.1. Selección Final

Previamente al estudio numérico de los resultados finales y con el objetivo de excluir aún más señales provenientes de procesos bien conocidos del

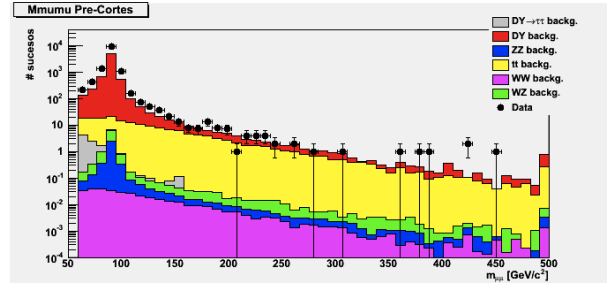


Figura 7: Masa invariante del sistema dimuon antes de los cortes “pre-selección”

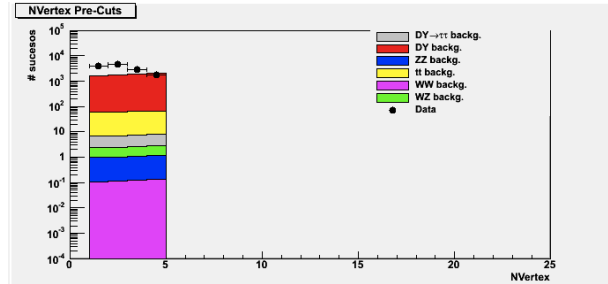


Figura 8: Número de vértices del evento antes de los cortes “pre-selección” y antes de aplicar el repesado

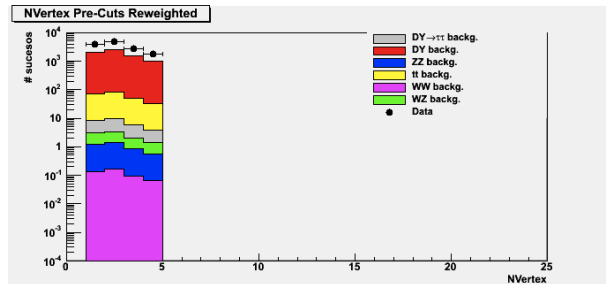


Figura 9: Número de vértices del evento antes de los cortes “pre-selección” y tras aplicar el repesado

Modelo Estándar se aplica un último corte de selección en la masa invariante del muon excitado $m_{\mu^*} = m_{\mu\gamma}$ para cada hipótesis de la masa invariante del muon excitado, ver Tabla 1. Además solamente se ha considerado la masa invariante del par muon y fotón con mayor momento transverso. Así pues se obtiene la distribución de masas de la Fig. 10

Visto que no se tiene un exceso relevante de datos sobre la señal de fondo (MC y fake-rate) y que la concordancia entre las señal y el fondo es buena se puede determinar de un límite inferior en la sección de producción del μ^* en función de su masa m_{μ^*} y del parámetro de contacto Λ . Ello se hace en base al método denominado Inferencia Bayesiana.

7.2. Inferencia Bayesiana

Este método hace uso del teorema de Bayes de la probabilidad

$$p(A|B) = p(B|A) \frac{p(A)}{p(B)} \propto p(B|A)p(A) \quad (2)$$

donde A y B son un par de conjuntos de sucesos dentro del espacio muestral de sucesos.

Esto nos lleva a poder determinar

$$p(\text{teoría}|\text{datos}) \propto p(\text{datos}|\text{teoría})p(\text{teoría}) = p_1 \cdot p_2$$

es decir buscamos la probabilidad de que la teoría, explicada al inicio de este trabajo, este en concordancia con los datos obtenidos. Las probabilidades p_1 y p_2 se eligen de acuerdo al conocimiento previo que se tiene de dichas distribuciones. En este caso p_1 sigue una distribución normal y p_2 una de Poisson.

Finalmente se determina la sección de producción σ de modo que se verifique

$$CL = 0.95 = \int_0^\sigma p(\text{teoría}|\text{datos}) \quad (3)$$

Esto indica que existe un 95% de probabilidad de repetir el análisis y obtener el mismo resultado.

7.3. Límite de masas

Con el código [10] para el análisis estadístico usando la inferencia bayesiana se obtienen los valores de $\sigma_{\text{lim.}}^{\text{obs.}}$ de la Tabla 1. En dicha tabla se pueden ver para cada hipótesis de masa de los muones excitados el número de eventos observados por encima de la masa de corte así como las eficiencias de las medidas. Además y sabiendo que la sección de producción σ y el número de eventos N están relacionados mediante $N = L \cdot \sigma \cdot \varepsilon$ obtenemos también el

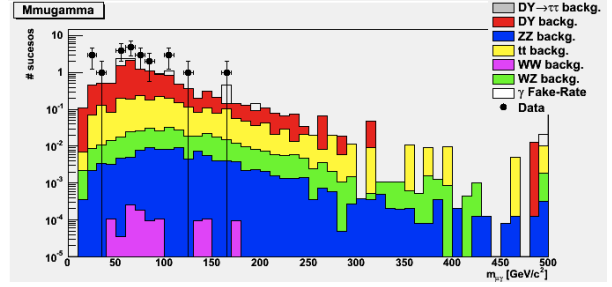


Figura 10: Distribución de $m_{\mu\gamma}$ tras todos los cortes

número de eventos esperados de acuerdo a una sección de scattering obtenida en una simulación MC $\sigma(qq \rightarrow \mu\mu^*) \times \Gamma(\mu^* \rightarrow \mu\gamma)$ para una dada escala de contacto Λ , Tabla 2.

Una vez obtenidos una serie de puntos ($m_{\mu^*}, \sigma_{\text{lim.}}$) realizamos un fit. Simulando también algunos puntos ($m_{\mu^*}^{\text{teor.}}, \sigma_{\text{lim.}}^{\text{teor.}}$) teóricos para diferentes valores de Λ obtenemos la Fig. 11

Para cada sección de scattering simulada obtenemos un punto de corte con la sección de scattering observada lo que nos da un conjunto de puntos que generan una región de exclusión en la masa invariante del muon excitado, Fig. 12.

8. Conclusión

Con una luminosidad de 36.4 pb^{-1} acumulada por el detector CMS durante el año 2010 se han buscado evidencias de nueva física mediante el estudio del proceso $pp \rightarrow \mu\mu^* \rightarrow \mu\mu\gamma$. No se ha encontrado un exceso de señales sobre el fondo previsto por el modelo estándar, se ha determinado una región de exclusión de la masa de μ^* en función de la escala de contacto Λ . En particular, para $\Lambda = 2 \text{ TeV}$ se tiene que la masa mínima del muon excitado debe ser mayor que $0.75 \text{ TeV}/c^2$.

m_{μ^*} [GeV/c ²]	$m_{\mu^*}^{\text{cort.}}$ [GeV/c ²]	N _{datos}	N _{fondo}	Efic. (%)	$\sigma_{lim.}^{\text{obs.}}$ [pb]	$\sigma_{lim.}^{\text{esper.}}$ [pb]	Señal esper.
200	180	0	0.834 ± 0.428	43.3 ± 1.5 ± 1.5	0.19	0.26	8.28
400	350	0	0.617 ± 0.317	49.2 ± 1.7 ± 1.7	0.17	0.21	4.16
600	500	0	0.010 ± 0.0054	52.0 ± 1.7 ± 1.8	0.16	0.16	2.10
800	500	0	0.010 ± 0.0054	53.8 ± 1.8 ± 1.9	0.15	0.15	1.12
1000	500	0	0.010 ± 0.0054	54.8 ± 1.8 ± 1.9	0.15	0.15	0.59
1200	500	0	0.010 ± 0.0054	54.8 ± 1.8 ± 1.9	0.15	0.15	0.30
1500	500	0	0.010 ± 0.0054	56.4 ± 1.9 ± 1.9	0.15	0.15	0.01

Cuadro 1: Masa del muon excitado, cortes en la masa, número de datos observados, número de eventos de procesos de fondo, eficiencia, límites en las secciones de producción y número de señales esperadas (para $\Lambda = 4$ TeV)

m_{μ^*} [GeV/c ²]	$\sigma(qq \rightarrow \mu\mu^*) \times \Gamma(\mu^* \rightarrow \mu\gamma)$ [pb]
200	$52 \cdot 10^{-4}$
400	$23 \cdot 10^{-4}$
600	$11 \cdot 10^{-4}$
800	$5.7 \cdot 10^{-4}$
1000	$2.9 \cdot 10^{-4}$
1200	$1.5 \cdot 10^{-4}$
1500	$0.50 \cdot 10^{-4}$

Cuadro 2: Valor calculado con una simulación de Monte-Carlo a primer orden de la sección eficaz de producción $qq \rightarrow \mu\mu^*$ multiplicado por el *branchig ratio* de decaimiento en el canal $\mu \rightarrow \mu\gamma$ para $\Lambda = 10$ TeV

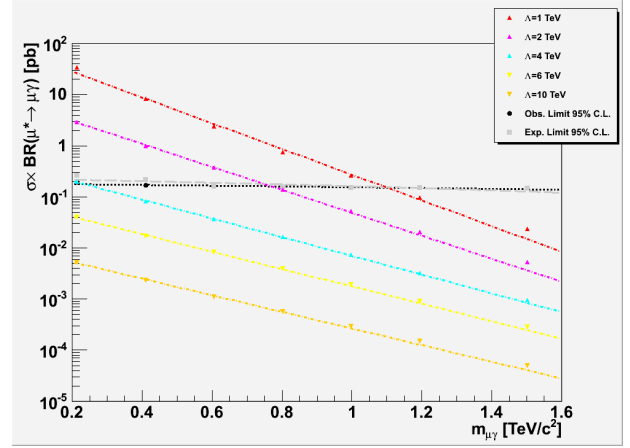


Figura 11: Límite de la sección de scattering observada y esperada

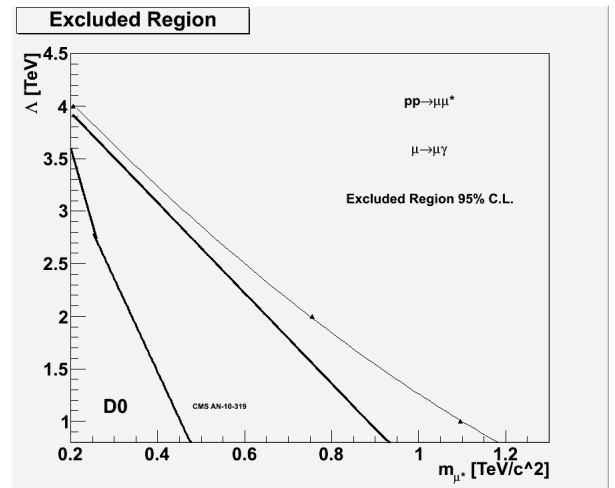


Figura 12: Región $\Lambda - m_{\mu^*}$ excluida en este análisis

Referencias

- [1] U.Baur, M. Spira y P.M. Zerwas, *Excited Quark and Lepton Production at Hadron Colliders*, Phys. Rev. D **42**, 3(1990)
- [2] Griffiths D., (2009) *Introduction to Elementary Particles*, Wiley-VCH
- [3] Particle Data Group website:
<http://pdg.lbl.gov/>
- [4] Coenen, J. W. PhD Thesis, *Search for excited muons in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV*
- [5] CMS Collaboration, *Performance in muon identification in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV*, CMS PAS MUO-10-002 (2010)
- [6] CMS Collaboration, *Photon reconstruction and identification at $\sqrt{s}=7$ TeV*, CMS PAS EGM-10-005 (2010)
- [7] CMS Collaboration, *Photon Efficiency Measurements using Tag and Probe*; CMS AN-2010-292 (2010)
- [8] H. Gerbereich, C. Hays y A. Kotwal, *Search for Excited and Exotic Muons at CDF*, [arXiv:hep-ex/0611006v1](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0611006v1) (2006)
- [9] GEANT4 website: <http://geant4.cern.ch/>
- [10] G. Landsberg, *Bayesian 95% CL Limit Calculator*,
<https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMS/EXOTICA/cl95cms.c>

A. Cascadas Electromagnéticas

En el detector CMS la forma de las cascadas electromagnéticas se evalúa con la variable $\sigma_{i\eta i\eta}$. Dicha variable es

$$\sigma_{i\eta i\eta}^2 = \frac{\sum_i (\eta_i - \bar{\eta})^2 w_i}{\sum_i w_i}, \quad \text{con } \bar{\eta} = \frac{\sum_i \eta_i w_i}{\sum_i w_i} \quad (4)$$

donde el factor w_i esta definido mediante

$$w_i = \max(0, 4.7 + \log(E_i/E_{5 \times 5}))$$

Donde η_i y E_i son las coordenadas y energía del cristal i -ésimo alrededor del centro del super-cluster.

B. Muon Fake Rate

Al igual que con los fotones, también existe la posibilidad de reconstruir equivocadamente jets como si fuesen muones. Pues los jets pueden contener muones, pero estos no provienen de los procesos en estudio, de modo que se debe calcular también su tasa de malinterpretación.

Para saber cual es la tasa de identificaciones erróneas se tienen en cuenta sólo las trazas reconstruidas en el detector de silicio del CMS.

Con todo esto se define el *muon fake-rate* como el cociente entre el número de trazas identificadas, reconstruidas y que cumplen los cortes de selección de muones respecto al número total de trazas obtenidas en el detector de silicio.

$$FR_\mu = \frac{\#\mu \text{ reconstruidos y seleccionados}}{\#\text{trazas en el tracker}} \quad (5)$$

C. Sección de scattering

El modelo de producción de μ^* predice

$$\hat{\sigma}(qq \rightarrow \mu\mu^*) = \frac{\pi}{6\hat{s}} \left(\frac{\hat{s}}{\Lambda^2} \right)^2 \left[1 + \frac{1}{3} \frac{\hat{s} - m_{\mu^*}^2}{\hat{s} + m_{\mu^*}^2} \right] \times \left(1 - \frac{m_{\mu^*}^2}{\hat{s}} \right)^2 \left(1 + \frac{m_{\mu^*}^2}{\hat{s}} \right) \quad (6)$$

$$\Gamma(\mu^* \rightarrow \mu\gamma) = \frac{1}{4} \alpha f_\gamma^2 \frac{m_{\mu^*}^3}{\Lambda} \quad (7)$$

de modo que

$$\sigma(pp \rightarrow \mu\mu^*) \times \Gamma(\mu^* \rightarrow \mu\gamma) \approx \sum_{i,j} f_i(Q^2, x) \cdot f_j(Q^2, x) \hat{\sigma}(qq \rightarrow \mu\mu^*) \cdot \Gamma(\mu^* \rightarrow \mu\gamma)$$

y por tanto sabido $\sigma(m_{\mu^*}, \Lambda)$ podemos obtener la sección de scattering para cualquier otra masa y/o parámetro de contacto suponiendo que las funciones de distribución de los partones $f_i(Q^2, x)$ son las mismas en ambos casos.

