

UNIVERSIDAD SAN FRANCISCO DE QUITO USFQ
Colegio de Ciencias e Ingeniería

Búsqueda de partículas exóticas con
largo tiempo de vida con
CMS-OpenData

Proyecto de Investigación

Felipe Mateo Navarro Cordero

Física

Trabajo de titulación presentado como requisito para la obtención
del título de Licenciado en Física

Quito, 2 de Mayo de 2019

UNIVERSIDAD SAN FRANCISCO DE QUITO USFQ
Colegio de Ciencias e Ingeniería

**HOJA DE CALIFICACIÓN DE TRABAJO DE
TITULACIÓN**

**Búsqueda de partículas exóticas con largo tiempo de vida
con CMS-OpenData**

Felipe Mateo Navarro Cordero

Calificación:

Nombre del profesor, Título académico: Edgar Carrera, Ph.D.

Firma del profesor

Quito, 2 de Mayo de 2019

Derechos de Autor

Por medio del presente documento certifico que he leído todas las Políticas y Manuales de la Universidad San Francisco de Quito USFQ, incluyendo la Política de Propiedad Intelectual USFQ, y estoy de acuerdo con su contenido, por lo que los derechos de propiedad intelectual del presente trabajo quedan sujetos a lo dispuesto en esas Políticas. Asimismo, autorizo a la USFQ para que realice la digitalización y publicación de este trabajo en el repositorio virtual, de conformidad a lo dispuesto en el Art. 144 de la Ley Orgánica de Educación Superior.

Firma del estudiante

Nombres y apellidos: Felipe Mateo Navarro Cordero

Código: 00116645

Cédula de Identidad: 1718244252

Lugar y fecha: Quito, Mayo de 2019

Dedicado a mi familia

Agradecimientos

Quiero agradecer a mi familia por todo el apoyo que me ha dado a lo largo de estos años, a la Universidad San Francisco de Quito, y a los profesores de la carrera de física, especialmente a Edgar Carrera por su guía y mentoría que hicieron posible este trabajo.

Resumen

En este trabajo se utilizó datos y herramientas provistas por el proyecto Open Data del CMS para reproducir los resultados del artículo “Search in leptonic channels for heavy resonances decaying to long-lived neutral particles” publicado en el 2013. El propósito fue el de validar los procedimientos e infraestructura del portal Open Data y utilizar el código escrito para realizar un análisis de búsqueda de partículas de Lee-Wick. Para lograr esto se realizaron las selecciones y los procedimientos explicados en el artículo original y en sus notas de análisis utilizando el software CMSSW_5_3_32 y ROOT. Además, se reutilizó el código, con modificaciones en los cortes, para seleccionar partículas con el vértice erróneamente desplazado en busca de evidencia de partículas acusales predichas por el modelo de Lee-Wick [34]. El software se pudo utilizar de manera exitosa para acceder a los archivos y analizarlos. El mismo análisis se pudo modificar de manera efectiva para separar el background de partículas con el vértice erróneamente desplazado.

Palabras clave: Luminosidad, sección eficaz, CMS, LHC, vértice, track, calorímetro, trigger, jet de partículas

Abstract

In this investigation data and tools provided by CERN's Open Data project were used to reproduce the results obtained in the article "Search in leptonic channels for heavy resonances decaying to long-lived neutral particles", published in 2013. The purpose being to validate the infrastructure and tools provided by the CMS Open Data Portal and then to reuse that code to create an analysis in search for Lee-wick particles. To do this, the cuts and procedures explained in the published article as well as in its analysis notes were performed on a portion of the datasets used in the original. The analysis software CMSSW_5_3_32 and ROOT were used. The code was reutilized, with modifications in the cuts, to select wrongly displaced vertices in search for acausal particles predicted by the Lee-Wick model. The original graphs were satisfactorily reproduced and modifications applied to the code show to be effective at separating events with wrongly displaced vertices.

Keywords: Luminosity, cross section, CMS, LHC, vertex, track, calorimeter, trigger, particle jet.

Índice general

| | |
|---|-----------|
| Lista de Figuras | 10 |
| 1. Introduccion | 12 |
| 1.1. Modelo Estándar | 12 |
| 1.2. El Modelo Estándar esta incompleto | 15 |
| 1.3. partículas con vértice desplazado | 16 |
| 1.4. Modelo de Lee-Wick | 17 |
| 2. El LHC y el CMS | 20 |
| 2.1. El LHC | 20 |
| 2.2. El Detector CMS | 21 |
| 3. CMS Open-Data | 24 |
| 4. Análisis | 26 |
| 4.1. Propósito del trabajo | 26 |
| 4.2. Análisis de eventos con vértices desplazados | 27 |

| | |
|--|-----------|
| 4.3. Generación de señal | 27 |
| 4.4. Identificación de leptones | 28 |
| 4.5. Selección de eventos | 30 |
| 4.6. Procesos de fondo (background) | 31 |
| 4.7. Resultados | 33 |
| 4.8. Análisis de eventos con potencial vértice erróneamente desplazado . | 36 |
| 4.9. Resultados | 38 |
| Conclusiones | 39 |
| Bibliografía | 41 |

Índice de figuras

| | | |
|------|--|----|
| 1.1. | partículas fundamentales del Modelo Estándar [2]. | 13 |
| 1.2. | Diagrama de Feynman de la formación de un bosón de Higgs formado a partir de la fusión de dos gluones. El bosón de Higgs decae en dos partículas exóticas las cuales, a su vez, decaen en parejas de leptones [10]. | 16 |
| 1.3. | En un proceso normal (izquierda) la dirección del momento de las partículas finales es igual al desplazamiento del vértice secundario. Lo opuesto ocurre en un proceso Lee-Wick (derecha) | 18 |
| 2.1. | Los protones son alimentados hacia el LHC por un sistema compuesto de 4 aceleradores: el acelerador lineal Linac, y tres sincrotrones, el PSB (Proton Synchrotron Booster), el PS (Proton Synchrotron) y el SPS (Super Proton Synchrotron). Estos aceleran los protones a energías de 1.4 GeV, 25 GeV, 450 GeV y 6.5 TeV respectivamente [14]. | 21 |
| 2.2. | Vista transversal del detector CMS [16]. | 22 |
| 4.1. | El proceso simulado es el de un bosón de Higgs que decae en una pareja de partículas exóticas X y donde cada una de estas decae en un par de leptones. | 28 |
| 4.2. | Para obtener un match entre un track y un objeto trigger, la diferencia ΔR entre los dos debe ser menor a 0.1. | 30 |

| | |
|---|----|
| 4.3. Diagrama de Feynman del proceso Drell-Yan y el decaimiento de un bosón Z a una pareja de leptones. | 32 |
| 4.4. Diagrama de Feynman de un Higgs generado por la interacción entre dos gluones que decae en una pareja de bosones W. Se considera este proceso por su generación de una pareja de leptones [31]. | 32 |
| 4.5. Desplazamiento transversal sobre desviación estándar para el canal de muones sin aplicar cortes relacionados con el tiempo de vida. Reproducción izquierda original (derecha) [9] | 34 |
| 4.6. Desplazamiento transversal sobre desviación estándar para el canal de electrones sin aplicar cortes relacionados con el tiempo de vida. Reproducción izquierda original derecha[9] | 34 |
| 4.7. Masa invariante de la pareja de muones, reproducción izquierda, original derecha [9] | 35 |
| 4.8. Masa invariante de la pareja de electrones, reproducción izquierda y original derecha [9] | 35 |
| 4.9. Distribución de $\mathbf{Pt} \cdot \frac{\mathbf{L}_{xy}}{\sigma_{xy}}$ para electrones (izquierda) y muones (derecha) | 37 |
| 4.10. Momento transversal de pareja de muones. Los procesos de Lee-Wick tienen en promedio un momento transversal mayor al background | 37 |
| 4.11. Distribución de la masa invariante para la pareja de electrones (izquierda) y muones (derecha) sin aplicar corte. | 38 |
| 4.12. Distribución de la masa invariante de la pareja de electrones (izquierda) con corte $\mathbf{Pt} \cdot \frac{\mathbf{L}_{xy}}{\sigma_{xy}} < -50$ y muones (derecha) $\mathbf{Pt} \cdot \frac{\mathbf{L}_{xy}}{\sigma_{xy}} < -190$ | 38 |

Capítulo 1

Introduccion

1.1. Modelo Estándar

El Modelo Estándar categoriza y describe las partículas fundamentales y sus interacciones. Esta respaldado por una teoría matemática llamada teoría cuántica de campos. Según esta teoría existen campos que se extienden a lo largo de todo el espacio, uno por cada partícula fundamental, y son vibraciones en estos lo que se observa experimentalmente como partículas. Algunos de estos campos interactúan entre si. Las vibraciones en uno pueden generar vibraciones en otro. Si dos campos, A y B , no interactúan entre si pero ambos interactúan con un campo C entonces partículas de A pueden interactuar con las de B de una forma indirecta. Como veremos a continuación, el campo C representaría una fuerza entre partículas del campo A y B . Por lo tanto existen dos tipos de partículas, aquellas que forman la materia y aquellas que median las interacciones entre estas [1]. Adelante se muestran las partículas que se cree forman la materia y que han sido detectadas a través de experimentos, Figura 1.1.

En la parte superior a la izquierda se encuentran los quarks. Existen 6 tipos diferentes: up,down; top, bottom; y charm y strange. Estos interactúan con las cuatro fuerzas fundamentales, la fuerza electromagnética, la gravedad, la fuerza fuerte y la fuerza débil. Los quarks se dividen en dos categorías, el grupo de quarks up(up, charm y top), los cuales poseen carga positiva igual a $\frac{2}{3}e$, donde e es la carga del electrón, y el grupo de quarks down(down, strange y bottom) que tienen una carga igual a $-\frac{1}{3}e$. Todos poseen espín $\frac{1}{2}$. Los quarks no pueden encontrarse aislados ya que interactúan a través de la fuerza fuerte que aumenta con la dis-

tancia entre quarks de carga de color distinta. Siempre se encuentran en parejas quark anti-quark (mesones) o tríos, en donde cada quark tiene un color distinto (bariones). Los protones y neutrones son ejemplos de bariones; están formados, respectivamente, por dos quarks up un quark down y dos quarks down un quark up.

En la parte inferior izquierda se encuentran los leptones. Estos interactúan con la fuerza débil, electromagnética y la gravitación. Al igual que los quarks, existen seis tipos de leptones que están asociados en parejas: electrón, neutrino tipo electrón; muón, neutrino tipo muon; y tau, neutrino tipo tau. Los leptones tipo neutrino no poseen carga eléctrica mientras que los tipo electrón tienen todos una carga igual a la carga del electrón. Todos los leptones tienen espín $\frac{1}{2}$.

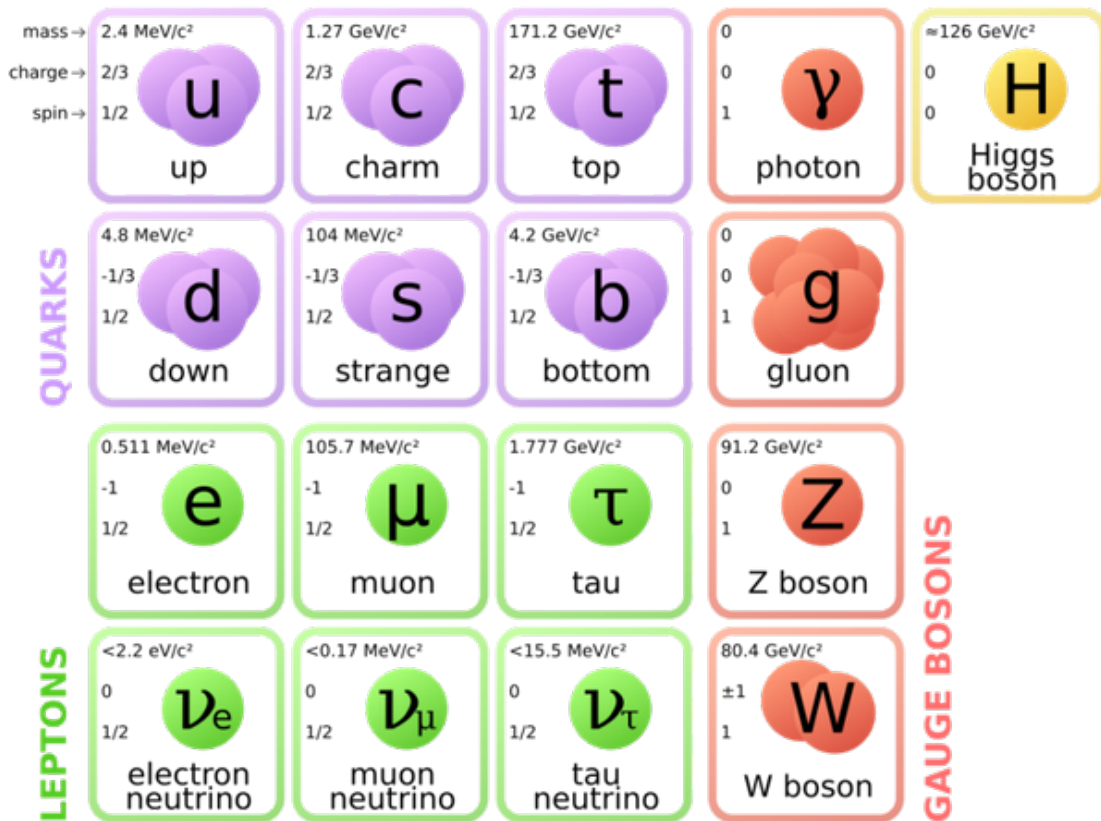


Figura 1.1: partículas fundamentales del Modelo Estándar [2].

Las fuerzas fundamentales están mediadas por partículas llamadas bosones. Estas son: el fotón(fuerza electromagnética), el gluón (fuerza fuerte), los bosones

W y Z (fuerza débil). En teoría, la gravedad es mediada por una partícula llamada gravitón, que aún no ha sido hallada o descartada. Los bosones, a diferencia de los quarks y leptones, poseen espín igual a un número entero. El bosón de Higgs también pertenece a esta categoría, aunque no media una fuerza sino la interacción entre el campo de Higgs y otras partículas. Esta interacción da masa a las partículas fundamentales [3].

Todas las partículas que se han mencionado tienen una anti-partícula correspondiente. Estas son idénticas, con la excepción que tienen carga opuesta al igual que ciertos otros números cuánticos. Según la teoría en el Big Bang se debió haber creado la misma cantidad de materia que antimateria. Por que todo lo que observamos alrededor esta formado de materia es uno de los grandes misterios de la física.

Como se menciona al inicio, el Modelo Estándar esta descrito matemáticamente por la teoría cuántica de campos. Los campos y sus interacciones están descritos por un lagrangiano que depende de los distintos campos y sus derivadas. Al lagrangiano del Modelo Estándar se lo puede describir, de forma compacta, de la siguiente manera:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\bar{\psi}\not{D}\psi + hc + \psi_i y_{ij} \psi_j \phi + hc + |D_\mu\phi|^2 - V(\phi) \quad (1.1)$$

El primer termino, $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ contiene la matemática que describe la interacción entre las partículas portadoras de fuerza y ellas mismas.

El segundo termino, $i\bar{\psi}\not{D}\psi$, describe la interacción entre las partículas portadoras de fuerza y la materia. Los términos ψ y $\bar{\psi}$ representan a quarks y leptones. El termino \not{D} , la derivada covariante [4], describe su interacción con las partículas portadoras de fuerza.

El tercer termino, hc , representa el conjugado hermítico del termino anterior. No tiene un significado físico, pero se utiliza para eliminar resultados imaginarios cuando se los obtiene al realizar una operación.

El cuarto termino, $\psi_i y_{ij} \psi_j \phi$, describe la interacción entre las partículas de materia y el bosón de Higgs. El campo de Higgs es representado por ϕ . El termino y_{ij} tiene el nombre de matriz de Yukawa y representa el acoplamiento que tienen las

partículas hacia el campo de Higgs. Mientras mayor sea el acoplamiento, mayor será la masa de la partícula.

El quinto término, hc , es el conjugado hermítico del cuarto término. Este describe la interacción entre las antipartículas y el campo de Higgs.

El sexto término, $|D_\mu\phi|^2$, describe la interacción entre las partículas portadoras de fuerza y el campo de Higgs. Solamente se aplica para los bosones de la fuerza débil. Estas son las únicas partículas portadoras de fuerza que tienen masa.

Por último, el séptimo término, $-V(\phi)$, describe el potencial del campo de Higgs y además la interacción de este consigo mismo [5].

1.2. El Modelo Estándar está incompleto

El Modelo Estándar ha sido muy exitoso prediciendo resultados experimentales. Aún así, no está completo. Existen algunos fenómenos físicos para los que no da una explicación, como por ejemplo la gravitación, la materia oscura y la energía oscura. Tampoco da solución a lo que se conoce como el problema de la jerarquía, que se refiere a la gran diferencia que existe entre las masas de las partículas fundamentales y entre la intensidad de las fuerzas fundamentales. Otro misterio que no resuelve es el por qué la masa del bosón de Higgs es tan pequeña en comparación a la predicha por la teoría [6, 7].

Existen varios modelos teóricos que proponen soluciones a estos problemas. Muchos de estos predicen la existencia de partículas que no se han detectado aún. Por ejemplo modelos que intentan explicar la materia oscura proponen que esta está formada por un tipo de partícula que solamente interactúa a través de la fuerza débil, y que lo hace a través de un nuevo bosón, normalmente llamado Z' [8]. La introducción de nuevas partículas también daría una explicación al valor de la masa del bosón de Higgs, ya que esta depende de las partículas con las que el campo de Higgs interactúa. La introducción de nuevas partículas podría justificar la extrema afinación en el cálculo de su valor teórico.

1.3. partículas con vértice desplazado

Muchos de los modelos teóricos que intentan resolver el problema de la jerarquía predicen la existencia de partículas con largos tiempos de vida. Esta fue la motivación de un análisis realizado el 2011 publicado con el nombre de “Search in leptonic channels for heavy resonances decaying to long-lived neutral particles” [9] el cual busca evidencia de estas y sobre el cual esta basado nuestro análisis.

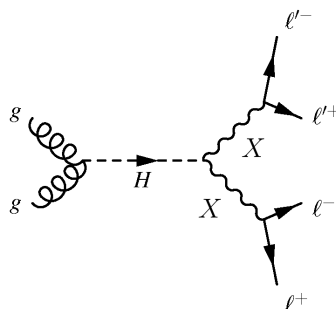


Figura 1.2: Diagrama de Feynman de la formación de un bosón de Higgs formado a partir de la fusión de dos gluones. El bosón de Higgs decae en dos partículas exóticas las cuales, a su vez, decaen en parejas de leptones [10].

En el análisis se estudia el comportamiento de partículas con largo tiempo de vida, que decaen en un pareja de leptones y que son el producto del decaimiento de un bosón de Higgs, Figura 1.2.

$$H_0 \rightarrow 2X, X \rightarrow l^+l^- \quad (1.2)$$

Se considera bosones de Higgs no pertenecientes al Modelo Estándar; es decir, con masas diferentes a la que se encontró experimentalmente. Se busca la posibilidad de la existencia de partículas exóticas con un rango de masa entre 20 y 350 GeV provenientes de Higgs con masa en el rango de 200-1000 GeV. Sus resultados muestran que los datos concuerdan con el Modelo Estándar y se coloca un límite superior en la sección eficaz del proceso de 0.7-10 fb [9]. El objetivo de nuestro trabajo es reproducir los resultados del análisis original. El propósito es reutilizar el código capaz de identificar partículas con vértice desplazado para realizar una búsqueda de partículas acausales de Lee-Wick. El modelo que predice estas partículas está descrito en la siguiente sección.

1.4. Modelo de Lee-Wick

Un modelo que resuelve el problema de la jerarquía fue propuesto por Gian Carlo Wick y Tsung-Dao Lee en 1970 [11]. En su modelo se modifica al lagrangiano de la electrodinámica cuántica por uno que incluye derivadas de segundo orden. A continuación se muestra un modelo simplificado para ilustrar como afecta esta modificación al modelo y cuales son sus implicaciones.

Consideremos un “toy model” [12] del lagrangiano de Lee-Wick

$$\mathcal{L}_{hd} = \frac{1}{2} \partial_\mu \hat{\phi} \partial^\mu \hat{\phi} - \frac{1}{2M} \left(\partial^2 \hat{\phi} \right)^2 - \frac{1}{2} m^2 \hat{\phi}^2 - \frac{1}{3!} g \hat{\phi}^3 \quad (1.3)$$

Este tiene un propagador de momento de la siguiente forma

$$\hat{D}(p) = \frac{i}{p^2 - p^4/M^2 - m^2} \quad (1.4)$$

Para $M \gg m$ este tiene dos polos, $p \simeq m^2$ y $p \simeq M^2$. Esto significa que en realidad existen dos grados de libertad en este campo. Se los puede poner en evidencia introduciendo un nuevo campo $\tilde{\phi}$ donde

$$\tilde{\phi} = \frac{\partial^2 \hat{\phi}}{M^2} \quad (1.5)$$

y se puede escribir a \mathcal{L}_{hd} en términos de $\tilde{\phi}$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \hat{\phi} \partial^\mu \hat{\phi} - \frac{1}{2} m^2 \hat{\phi}^2 - \tilde{\phi} \partial^2 \hat{\phi} + \frac{1}{2} M^2 \tilde{\phi}^2 - \frac{1}{3!} g \hat{\phi}^3 \quad (1.6)$$

Por ultimo, si definimos el siguiente campo

$$\phi = \hat{\phi} + \tilde{\phi}, \quad (1.7)$$

podemos escribir el lagrangiano en términos de dos campos donde se puede interpretar mejor su significado físico.

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} \partial_\mu \tilde{\phi} \partial^\mu \tilde{\phi} + \frac{1}{2} M^2 \tilde{\phi}^2 - \frac{1}{2} m^2 (\phi - \tilde{\phi})^2 - \frac{1}{3!} g (\phi - \tilde{\phi})^3 \quad (1.8)$$

Con esta nueva formulación están evidentes los dos grados de libertad y es claro

que puede ser interpretado como dos campos distintos que interactúan entre ellos. En este modelo simplificado ϕ representa el campo usual del fotón y $\tilde{\phi}$ es el nuevo campo de Lee-Wick. Ya que hay términos cruzados, estos campos interactúan, y siendo la masa de $\tilde{\phi}$ mayor a la de ϕ , un fotón de Lee-Wick puede decaer en dos normales. Además, el término cuadrático de ϕ lleva un signo opuesto al esperado. Una de las consecuencias es que esta partícula puede tener comportamiento acausal. Este comportamiento acausal tendría como señal asociada un vértice secundario *erróneamente* desplazado, Figura 1.3.

En una colisión, el vértice primario es el punto en donde los protones interactúan al colisionar. Algunas de las partículas que se forman en ese momento, viajan cierta distancia y luego decaen. La posición en donde decaen es un vértice secundario. En un proceso *normal* de decaimiento la dirección del vértice primario al secundario es en el mismo sentido que el momento de las partículas resultantes del decaimiento. En un desplazamiento *erróneo* ocurre lo opuesto, el momento de las partículas va en dirección opuesta a la posición del vértice secundario con respecto al primario.

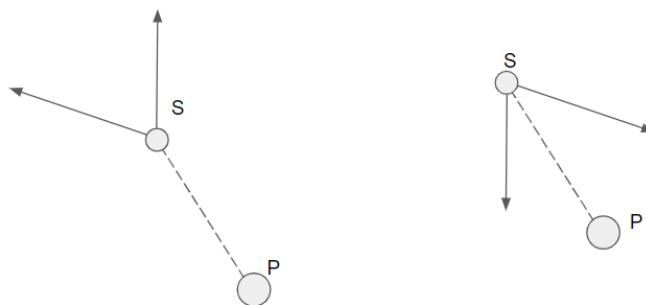


Figura 1.3: En un proceso normal (izquierda) la dirección del momento de las partículas finales es igual al desplazamiento del vértice secundario. Lo opuesto ocurre en un proceso Lee-Wick (derecha)

En principio existen dos caminos distintos para identificar este tipo de procesos. Uno consiste en aprovechar el hecho de que el momento de los leptones apunta en sentido opuesto al desplazamiento de los vértices. El otro sería basarse en los tiempos en el que los vértices fueron creados. En un proceso normal, el vértice primario se forma antes que el secundario, en un proceso de Lee-Wick el vértice secundario se forma antes. No es posible utilizar el método de tiempo ya que el

tiempo en el que se demora en decaer una partícula de Lee-Wick es del orden de 10^{-13} s mientras que la resolución temporal del CMS es del orden de pico segundos, 10^{-12} s [13]. Además, ver esto de manera temporal violaría la causalidad.

Capítulo 2

El LHC y el CMS

2.1. El LHC

El LHC (Large Hadron Collider, o Gran Colisionador de Hadrones) es el colisionador de partículas con la mayor capacidad de energía por colisión (14 TeV) que se ha construido hasta el momento. Consiste en una estructura que forma un camino circular con 26.7 km de circunferencia en el cual protones son acelerados en sentidos opuestos. Los protones son controlados por campos magnéticos y son llevados a colisionar entre ellos donde interactúan a través de las 4 fuerzas fundamentales y generan partículas que son detectadas por los 7 detectores que hay ubicados en cuatro puntos diferentes del experimento. Fue construido por el CERN en Ginebra y se extiende a través de la frontera entre Suiza y Francia. El proyecto fue aprobado en 1995 y su primera prueba se realizó en el 2008. El propósito de este es descubrir y entender a las partículas fundamentales y como estas interactúan entre si.

Antes de ingresar al LHC, los protones pasan a través de un sistema de inyectores formado por 4 aceleradores distintos [14], Figura 2.1 , el acelerador lineal Linac, y tres sincrotrones: el PSB (Proton Synchrotron Booster), PS (Proton Synchrotron) y SPS (Super Proton Synchrotron). Estos aceleran a los protones hasta energías de 1.4 GeV, 25 GeV, 450 GeV y 6.5 TeV, respectivamente. Como resultado, tomando en cuenta a los dos rayos en sentido opuesto, se tiene una energía total de 13 TeV por pareja de protones. En las colisiones parte de esta energía se transformara en masa, dando la posibilidad al LHC de crear partículas mucho mas pesadas que los dos protones iniciales. Ocurren cerca de 40 millones de cho-

ques por segundo. Algunos de estos serán simples “roces” entre los protones, pero algunos serán choques frontales directos los cuales generaran diferentes partículas que saldrán disparadas con momentos perpendiculares al rayo de protones. Estas pasaran a través de los detectores permitiéndonos estudiarlas.

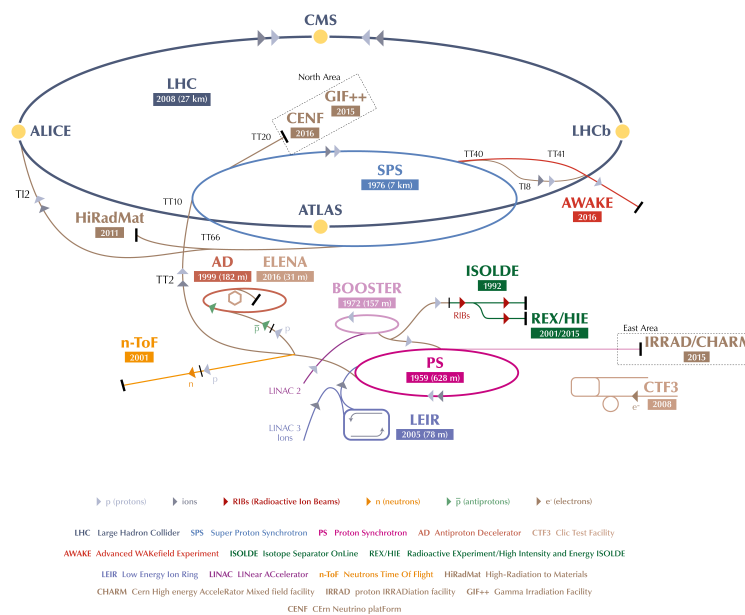


Figura 2.1: Los protones son alimentados hacia el LHC por un sistema compuesto de 4 aceleradores: el acelerador lineal Linac, y tres sincrotrones, el PSB (Proton Synchrotron Booster), el PS (Proton Synchrotron) y el SPS (Super Proton Synchrotron). Estos aceleran los protones a energías de 1.4 GeV, 25 GeV, 450 GeV y 6.5 TeV respectivamente [14].

2.2. El Detector CMS

El CMS (Compact Muon Solenoid) es uno de los 7 experimentos ubicados en el LHC. Esta formado por capas de diferentes sub-detectores cada uno diseñado para detectar diferentes tipos de partículas, Figura 2.2. El mas cercano al punto de colisión se conoce como tracker que a su vez se divide en dos, la parte interna y la externa. La interna consiste en tres capas de píxeles de silicio con dimensiones de $100\mu\text{m}$ por $150\mu\text{m}$. Estos son capaces de detectar el paso de partículas carga-

das lo que nos permite reconstruir el camino que estas siguieron con una precisión de micrómetros. La capa externa esta formada por barras de silicio que van de un extremo del cilindro al otro. Al igual que los píxeles, estas detectan partículas cargadas y nos permiten determinar su posición transversal aunque no la longitudinal. Al tracker le sigue el calorímetro electromagnético, otro detector cilíndrico formado por barras de tungstato de plomo. Este detector detiene por completo a los electrones y fotones y nos permite medir su energía. Le sigue el calorímetro de hadrones que funciona igual que el calorímetro electromagnético, pero este esta compuesto por centelladores plásticos y nos permite medir la energía de hadrones. Los componentes mencionados hasta ahora están envueltos por un solenoide que genera un campo magnético de 3.8 Tesla en dirección paralela al rayo de protones. Al exterior del solenoide se encuentra la cámara de muones. Esta esta formada por cuatro capas de detectores con hierro entre ellas. De la misma forma que el tracker, esta sección del detector nos permite reconstruir el camino tomado por los muones y también medir su energía [15].

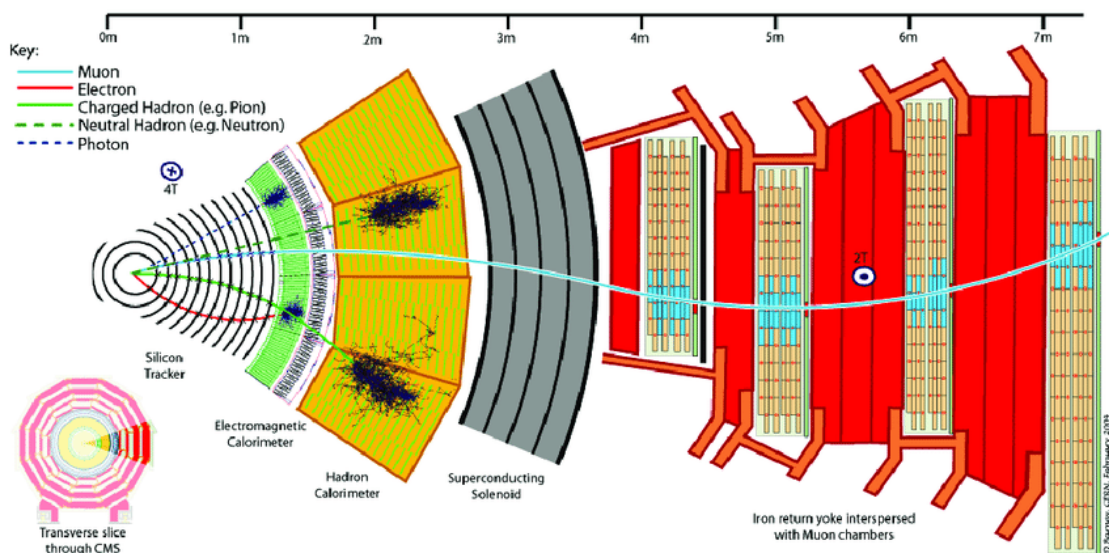


Figura 2.2: Vista transversal del detector CMS [16].

El ultimo subsistema del detector es el sistema disparador, trigger. Recibe las señales de los componentes anteriores y decide si el evento sera guardado o descartado. La razón por la cual se utiliza este sistema es por que no todos los eventos contienen física interesante y además ocurren cerca de 40 millones de colisiones por segundo, lo que excede la velocidad de adquisición y la capacidad de almacenamiento.

El sistema esta dividido en dos niveles, el “level one trigger” y el “high level trigger”. El primero consiste en un sistema electrónico que toma decisiones basadas en la información de los calorímetros. Ya que los calorímetros están diseñados para detectar electrones, muones, fotones o hadrones, lo que el L1 trigger decide es si hay una cantidad suficiente de estas partículas y si tienen la energía suficiente como para contener física interesante. Si es que el evento pasa este trigger es enviado al segundo nivel el HLT. Este consiste en software, algoritmos que analizan la información guardada después de haber pasado el L1. Ahora se analizan objetos reconstruidos como partículas o tracks y se decide si estos tienen las propiedades adecuadas para ser guardados. El HLT esta formado por cientos de triggers independientes, solo basta que uno de estos se active para que el evento sea guardado [17].

Capítulo 3

CMS Open-Data

Los datos tomados por los diferentes experimentos del LHC son únicos y de gran valor científico. En el pasado se generaban colisiones a energías menores a las actuales y a las que se generaran en el futuro. Algunos de los procesos físicos que ocurrieron en esos tiempos no serán generados nuevamente. Es muy importante conservar estos datos, así se los podrá re-analizar en el futuro con un mayor entendimiento de la física y mejores técnicas de análisis. En el 2012 se puso en practica la política de conservación y reutilización de datos por parte la colaboración del CMS. Esta propone la preservación de datos de distintos niveles de procesamiento, la conservación de análisis y de recursos computacionales necesarios para analizarlos. Además, da acceso libre a un grupo seleccionado de estos.

La información recolectada por el experimento esta guardada en archivos de diferentes formatos que difieren en la cantidad de procesamiento que han recibido. Al nivel mas básico se encuentran los datos “crudos” o RAW, los primeros en generarse. Estos contienen información directamente relacionada con los subsistemas del detector, como por ejemplo, cuales de los subdetectores se activaron y cual fue el voltaje generado en ellos por el paso de una partícula. Todos estos están guardados, dos copias por archivo, en el centro computacional T0 [18] del CERN y exceden, hasta este momento, 200 PB de información [19]. A partir de estos archivos se generan otros en formato AOD (Análisis Object Data) el cual ya contiene objetos físicos reconstruidos y sirven para realizar un análisis. En este formato se guardan los datos “legacy” que se tomaron en la corrida de 2011 a 2012 [20].

El CMS esta comprometido a dar acceso publico a los datos una vez que hayan

sido utilizados por la Colaboración [21]. Actualmente ha liberado archivos AOD de los años 2010 al 2012, tanto de simulaciones Monte Carló como datos reales. Estos, junto con máquinas virtuales que proporcionan el software de legado necesario para realizar un análisis, son accesibles desde el portal Open Data [22]. Ahí se puede encontrar datos de otros experimentos del CERN junto con instrucciones y ejemplos de cómo realizar un análisis. El proyecto continúa en crecimiento y desarrollo con la intención de facilitar el uso de los datos para gente externa a la Colaboración. Este análisis se realizó con las herramientas de Open Data.

Capítulo 4

Análisis

4.1. Propósito del trabajo

Este proyecto fue dividido en dos partes. La primera consistió en utilizar datos abiertos de Open Data para reproducir los resultados del reporte “Search in leptonic channels for heavy resonances decaying to long-lived neutral particles” [9] publicado en el 2013. El propósito de esta sección fue validar la infraestructura y herramientas otorgadas por el portal Open Data.

Se utilizó la maquina virtual CMS Open Data VM 2011[23] que funciona con el sistema operativo “scientific linux CERN 6” (SLC6) [24]. Estas contienen al software Cern Virtual Machine File System [25] que contiene las herramientas necesarias para acceder, manejar, analizar y reconstruir archivos en los formatos *RAW*, *RECO* y *AOD* que se encuentran en la base de datos de Open Data. Con estas herramientas, y basándonos en el reporte original y en sus notas de análisis, se creó un código de análisis capaz de identificar eventos con vértices desplazados.

La segunda parte consistió en reutilizar el código ya escrito para realizar un análisis inédito que busca eventos con vértices secundarios erróneamente desplazados, predichos por el modelo de Lee-Wick. Ya que estos comparten la característica de tener un vértice desplazado, con pocas modificaciones al código se pudo crear una selección para este tipo de eventos. Un análisis en busca de vértices erróneamente desplazados no se ha realizado aun. En este trabajo se realizó uno de los primeros pasos; encontrar una manera de seleccionar la señal. A continuación se

describe a detalle cada parte.

4.2. Análisis de eventos con vértices desplazados

El propósito de un análisis es comparar eventos reales con los eventos que el Modelo Estándar predice. De esta forma, si hay una diferencia lo suficientemente importante entre los dos, el modelo no es el correcto. Las diferencias entre ambos pueden ser muy pequeñas, por lo que se intenta *amplificarlas*. Para lograr esto, se realizan simulaciones del proceso de interés y se estudia sus características en busca de particularidades que lo distingan. En el caso de este análisis se busca a eventos en donde la distancia entre el vértice primario y secundario es grande. Una vez identificado el o los parámetros que distinguen al proceso, se realiza la selección en datos reales y, a través de métodos estadísticos, se los compara con lo que se esperaría observar de acuerdo al Modelo Estándar. Si se encuentra una diferencia significativa es una indicación de que el proceso que se buscaba realmente existe.

4.3. Generación de señal

El proceso que se estudio es el siguiente

$$H_0 \rightarrow 2X, X \rightarrow l^+l^- \quad (4.1)$$

Donde H_0 representa un bosón de Higgs, X partículas exóticas con largo tiempo de vida y l leptones. Su diagrama de Feynman se muestra en la Figura 4.1.

Se realizó una simulación de este proceso utilizando herramientas de CMSSW que incorporan a Pythia 8 y Geant 4 [26, 27]. Estos son utilizados para la generación de eventos y para la simulación de la interacción de las partículas con el detector, respectivamente. El proceso completo de simulación está dividido en tres partes. La primera es la simulación de la interacción de las partículas en el momento de colisión. Esto da como resultado un archivo con información de las partículas generadas. El segundo paso es simular la interacción de estas partículas con el detector. Esto nos da un archivo en formato RAW. Por último se realiza una reconstrucción a partir de este archivo para obtener uno en formato AOD el cual es el que se analiza.

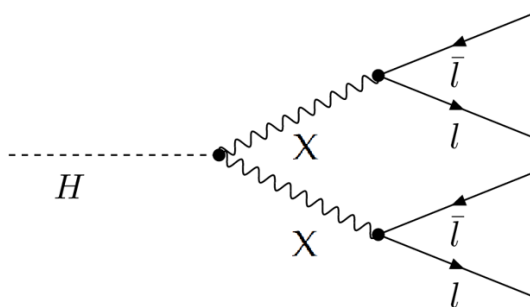


Figura 4.1: El proceso simulado es el de un bosón de Higgs que decae en una pareja de partículas exóticas X y donde cada una de estas decae en un par de leptones.

En nuestro análisis se generó un Higgs con una masa de $1000 \frac{GeV}{c^2}$ que decae en dos partículas exóticas, cada una con masa de $350 \frac{GeV}{c^2}$ y con tiempo de vida de $25 \frac{cm}{c}$. Se realizó dos simulaciones, una en donde el decaimiento es una pareja muon anti-muon y en la otra electrón positrón. Se consideró que el proceso tiene una sección transversal de $1 pb$ [9].

4.4. Identificación de leptones

Los archivos analizados contienen información de la colisión, organizada en objetos de c++, como por ejemplo: tracks, muones, electrones, trigger objects, jets, etc. Los algoritmos que reconstruyen electrones y muones a partir de los datos del archivo RAW no son eficientes para eventos con vértices desplazados [9]. Por esta razón no se utilizan los objetos electrón y muon que se encuentran en el archivo AOD sino que se etiqueta a objetos track como electrones o muones haciendo un emparejamiento entre tracks y objetos trigger.

Los objetos trigger contienen información acerca del calorímetro que detectó la partícula. Los tracks no poseen esta información, que es la necesaria para poder identificar el tipo de partícula. Combinando la información de los dos objetos se puede identificar el tipo de partícula. Por ejemplo, el calorímetro electromagnético detecta tanto electrones como fotones, si se encuentra un track que contiene un momento muy similar al de un objeto trigger correspondiente al calorímetro electromagnético, es muy probable que ese track pertenezca a un electrón ya que los fotones no producen tracks al no ser detectados por el pixel tracker.

En este trabajo los triggers utilizados para identificar electrones llevan el nombre de

- HLT_DoublePhoton33
- HLT_DoublePhoton33_HEVT y
- HLT_DoublePhoton38_HEVT

que requieren que haya habido por lo menos dos depósitos de energía en el calorímetro electromagnético, cada uno mayor a 33 GeV, para los dos primeros triggers y 38 para el tercero. No todos los archivos contienen exactamente el mismo trigger, razón por la cual se utilizaron los tres mencionados. Se dio preferencia a HLT_DoublePhoton33 y HLT_DoublePhoton38_HEVT ya que tienen un requisito mas bajo en la energía, por lo tanto permiten obtener mas datos. Cuando los archivos no contenían alguno de los dos se utilizó el tercero. No todos los archivos tienen los mismos triggers ya que estos son modificados mientras el experimento toma datos, y por lo tanto no son temporalmente idénticos.

Para identificar muones se utilizaron los triggers

- HLT_L2DoubleMu23_NoVertex
- HLT_L2DoubleMu30_NoVertex

dependiendo de cual sea el existente en el archivo y dando preferencia al primero. Estos tienen como uno de sus requisitos que al menos dos partículas con energías mayor a 23 GeV y 30 GeV, respectivamente, hayan atravesado el detector de muones.

Una vez identificado el trigger a utilizar se realiza el proceso de “matching” que es el siguiente. Si es que uno de los triggers se activo por el evento, se mide la cantidad ΔR entre todos los tracks y objetos trigger, Figura 4.2. Se busca que el momento de ambos objetos este dentro de un cono con radio $\Delta R < 0.1$.

ΔR se define como,

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}, \quad (4.2)$$

donde $\Delta\phi$ es la diferencia en el ángulo azimutal entre el track y el objeto trigger y η una cantidad invariante, conocida como pseudo-rapidez, y esta definida de la siguiente forma

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (4.3)$$

Aquí θ es el ángulo cenital.

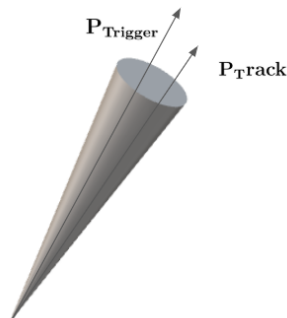


Figura 4.2: Para obtener un match entre un track y un objeto trigger, la diferencia ΔR entre los dos debe ser menor a 0.1.

4.5. Selección de eventos

Para filtrar la señal del resto de procesos se realizaron los siguientes cortes de selección. Primero, una serie de cortes estándar: que el vértice primario tenga por lo menos 4 tracks asociados y que estos no estén desplazadas mas de 2 cm y 24 cm en las direcciones transversal y paralela, respectivamente, con respecto al punto de interacción. Además, si es que hay mas de 10 tracks en un evento, al menos el 25 % de estos deben tener una “pureza” alta. Los tracks se reconstruyen interpolando los puntos por los que atravesaron el detector. Los tracks de alta pureza son aquellos que tienen un error estadístico especialmente bajo [28].

Los siguientes cortes se hacen en el momento de emparejar objetos track con objetos de trigger. Los tracks tienen que tener un momento mayor a 41 Gev (33 Gev) para los electrones (muones). Además los tracks tienen que tener al menos 6 hits¹ de los cuales al menos tres tienen que pertenecer al “pixel tracker”. también se requiere que estos tengan un valor de η menor a 2 y un parámetro de impacto mayor a 3 (2) desviaciones estándar del mismo para los electrones (muones).

Por ultimo, al momento de emparejar leptones que se originan del mismo vértice se eliminan a candidatos no aislados. Un leptón se considera aislado si es que la suma del momento de las partículas que se encuentran alrededor de el, dentro de un cono $0.03 < \Delta R < 0.3$, es menor a $4 \frac{GeV}{c}$. también se verifica que el ángulo entre el vector del momento total de los leptones y el vector que apunta del vértice

¹Un hit corresponde a la activación de un sub-detector por el paso de la partícula a través de este

primario al secundario sea menor a 0.8 y 0.2 para electrones y muones, respectivamente. Se requirió también que la distancia del vértice secundario al primario (L_{xy}) sea mayor a 8 desviaciones estándar para los electrones y 5 para los muones. La desviación estándar se calculó a partir de los errores en la posición de los vértices que son proporcionados por los objetos de vértice. Se aproximó la varianza de L_{xy} , $Var(L_{xy})$ con la siguiente ecuación

$$Var(L_{xy}) = \left(\frac{\partial L_{xy}(\Delta x, \Delta y)}{\partial \Delta x} \right)^2 Var(\Delta x) + \left(\frac{\partial L_{xy}(\Delta x, \Delta y)}{\partial \Delta y} \right)^2 Var(\Delta y) \quad (4.4)$$

Donde

$$L_{xy} = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} \quad (4.5)$$

La varianza de Δx y Δy es la suma de la varianzas en x y en y de los dos vértices. Solamente para el canal de muones se requirió que los dos candidatos a muones estén a $\Delta R > 0.2$. Además, para rechazar posibles muones de rayos cósmicos, se eliminaron parejas que tienen $\cos(\alpha) > -0.95$, donde, α es el ángulo entre los dos tracks.

4.6. Procesos de fondo (background)

Para seleccionar el proceso de nuestro interés, que en el caso de este trabajo sería un Higgs que decae a dos partículas exóticas con largo tiempo de vida que a su vez decaen a una pareja leptón antileptón, se realizaron los cortes de selección mencionados en la sección anterior. Aun así, algunos procesos que no son la señal pueden satisfacer todos aquellos requerimientos. Al grupo de todos estos procesos se lo conoce como background. En este análisis los cortes de selección buscan principalmente eventos en donde se haya generado al menos una pareja leptón antileptón, por lo tanto, el background considerado serán otros procesos que tienen este mismo decaimiento.

Los procesos considerados son procesos en donde se genera o una pareja de bosones Z (ZZ), una pareja de bosones W (WW), un bosón Z y un W (WZ), o un proceso conocido como Drell-Yan (DY) en donde una colisión entre un quark y un antiquark generan un bosón Z o un fotón virtual que luego decae en una pareja leptón antileptón. Aunque en el análisis original también se incluyeron procesos que involucran la interacción fuerte (QCD), en este análisis se los omitió ya que demostraron ser irrelevantes.

Los bosones Z tienen un 10% de probabilidad de decaer en una pareja leptón antileptón [29]. Por esta razón, estos eventos tienen la posibilidad de pasar la selección. Ya que los procesos DY producen un bosón Z, también son tomados en cuenta. La figura 4.3 muestra el diagrama de Feynman de estos procesos.

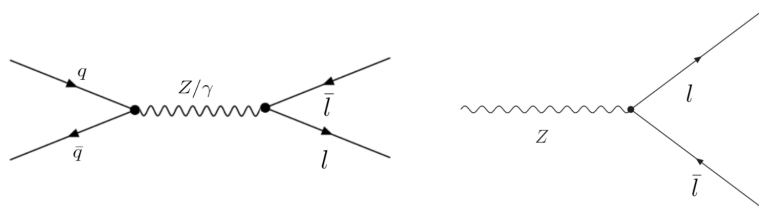


Figura 4.3: Diagrama de Feynman del proceso Drell-Yan y el decaimiento de un bosón Z a una pareja de leptones.

Existen dos tipos de bosones W, W^- y W^+ , donde uno lleva carga negativa y el otro positiva [30]. Estos pueden decaer en un leptón con su asociado neutrino o en una pareja quark antiquark, Figura 4.4. Por lo tanto, este proceso también genera una pareja leptón antileptón que puede pasar la selección.

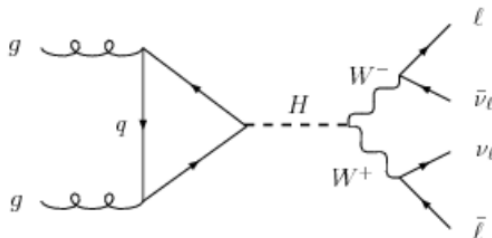


Figura 4.4: Diagrama de Feynman de un Higgs generado por la interacción entre dos gluones que decae en una pareja de bosones W. Se considera este proceso por su generación de una pareja de leptones [31].

Debido a los posibles decaimientos de los bosones W y Z los procesos WZ también se toman en cuenta.

Los datasets de Monte Carlo utilizados se muestran en la Tabla 4.6. No se utilizaron los mismos datos que en el análisis original ya que no están disponibles en el portal Open Data. Aun así, estos contienen eventos muy similares.

| Proceso | Dataset | XSec [pb] |
|---------|---|-----------|
| DY | DYJetsToLL_TuneZ2_M-50_7TeV-madgraph-tauola | 3048 |
| ZZ | ZZ_TuneZ2_7TeV_pythia6_tauola | 5.9 |
| WW | WW_TuneZ2_7TeV_pythia6_tauola | 42 |
| WZ | WZJetsTo3LNu_TuneZ2_7TeV-madgraph-tauola | 0.868 |

Cuadro 4.1: Datasets utilizados para el background junto sus secciones transversales [32]. Los datasets se encuentran en el portal Open Data <http://opendata.cern.ch/search?experiment=CMS>

4.7. Resultados

A continuación se comparan nuestros resultados con los del artículo original. La Figura 4.5 Muestra los gráficos de la distancia transversal entre los vértices primario y secundario dividida para su desviación estándar. Los gráficos de color son los procesos de background uno sobre el otro. Estos deberían coincidir con los datos, que se muestran como puntos negros. Por detrás, en línea roja, se muestra la distribución de la señal. En ambos canales se puede observar algunos candidatos a eventos con vértice desplazado, aun así en el reporte original, tras haber realizado un análisis estadístico se encontró que no presentan una diferencia significativa como para considerar que se halló una partícula nueva.

Existen algunas diferencias entre los dos resultados. Nuestros gráficos contienen un número de eventos considerablemente menor al de los originales. La razón principal es que solo se tuvo acceso a una cantidad de datos con luminosidad integrada de 2.33 fb^{-1} , 46 % del total (la cantidad accesible en el portal de CMS Open Data). Además, los nuestros muestran una menor coincidencia entre el background y los datos. En todo análisis completo se realiza correcciones al background ya que las simulaciones no son perfectas. Esto no se realizó en nuestro análisis lo cual es probablemente la causa principal de esta discrepancia. Existe una diferencia grande principalmente en el canal de electrones, Figura 4.6.

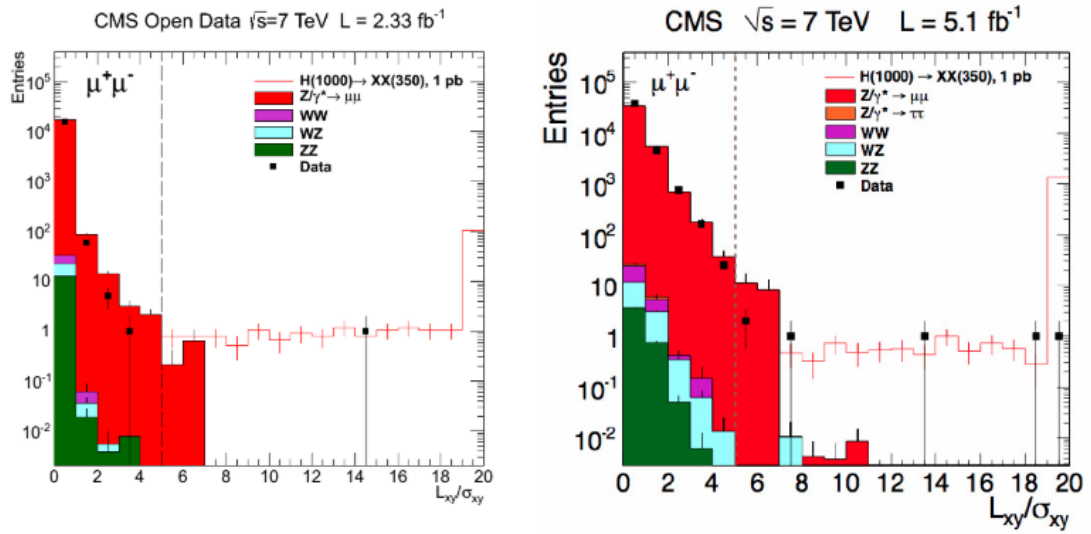


Figura 4.5: Desplazamiento transversal sobre desviación estándar para el canal de muones sin aplicar cortes relacionados con el tiempo de vida. Reproducción izquierda original (derecha) [9]

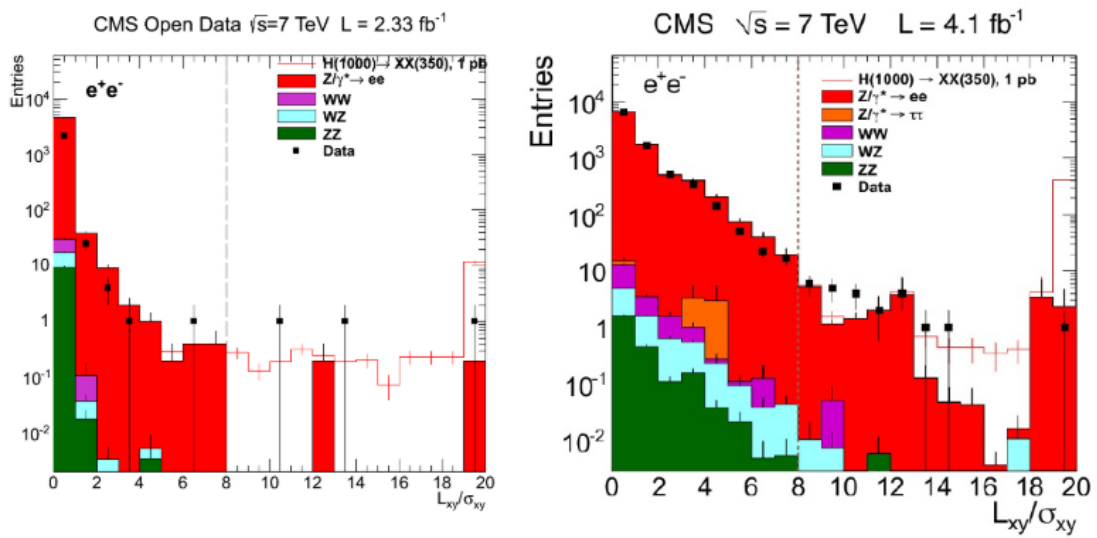


Figura 4.6: Desplazamiento transversal sobre desviación estándar para el canal de electrones sin aplicar cortes relacionados con el tiempo de vida. Reproducción izquierda original derecha[9]

A continuación se muestra los gráficos de la masa invariante de la pareja de muones, Figura 4.7 y electrones, Figura 4.8. Igual que en lo expuesto anteriormente, nuestros resultados muestran una cantidad cerca de un orden de magnitud menor de eventos. Es una diferencia mayor a la esperada dado que se tenía acceso a 46 % de los datos totales. Este es un tema que queda por investigar. Aun así, se puede observar que la forma de los gráficos es la misma, que es un buen indicio sobre la validez de la infraestructura y métodos utilizados.

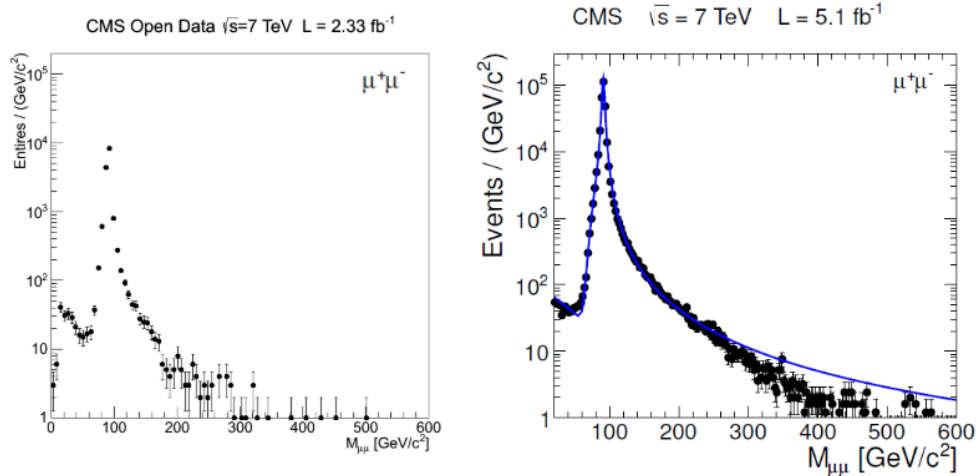


Figura 4.7: Masa invariante de la pareja de muones, reproducción izquierda, original derecha [9]

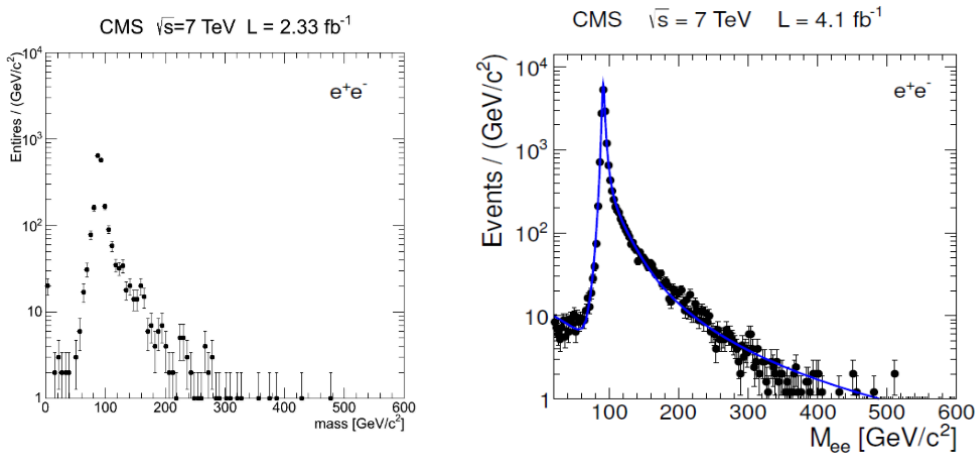


Figura 4.8: Masa invariante de la pareja de electrones, reproducción izquierda y original derecha [9]

4.8. Análisis de eventos con potencial vértice erróneamente desplazado

El objetivo de este análisis fue encontrar una manera de seleccionar eventos con vértice erróneamente desplazado. Esto ya había sido probado en un trabajo previo en el que se muestra que esto es posible utilizando el parámetro denominado “pseudo impact parameter” [33]. En este trabajo se probó utilizar un parámetro cuyo resultado es efectivamente similar, el producto punto entre el momento total de la pareja de leptones y el desplazamiento entre los vértices primario y secundario. Además se analizaron datos reales del CMS por primera vez.

De acuerdo al modelo de Lee-Wick, uno de los canales que permitiría buscar una señal con mayor facilidad es [34]

$$q\bar{q} \rightarrow \tilde{l}^e \bar{\tilde{l}}^e \rightarrow e^+ e^- jjjj \quad (4.6)$$

Aun así, en este trabajo se utilizó el mismo proceso que en el análisis de vértices desplazados

$$H_0 \rightarrow 2X, X \rightarrow l^+ l^- \quad (4.7)$$

aunque con ligeras modificaciones.

A nivel de generación se cambió el tiempo de vida de las partículas exóticas de $35 \frac{cm}{c}$ a $50 \frac{\mu m}{c}$ y se utilizó una sección transversal igual a $66 fb$ [35] para la normalización de los histogramas. Además, se removió el corte con respecto al ángulo θ entre el momento total de los leptones y el desplazamiento de los vértices. Se eliminó este corte ya que se espera que los eventos con vértice acausal tengan un ángulo mayor a $\pi/2$. también se removió el corte que requiere que $\frac{L_{xy}}{\sigma_{xy}} > 8(5)$ para electrones (muones), ya que las partículas de Lee-Wick no tienen un tiempo de vida tan extenso (cuatro ordenes de magnitud menor) como las partículas exóticas. Aparte de esto, se añadió un corte adicional en el producto punto entre el momento total de los leptones y el desplazamiento de los vértices dividido para su desviación estándar, $\mathbf{Pt} \cdot \frac{\mathbf{L}_{xy}}{\sigma_{xy}}$.

Se eligió este parámetro ya que para un evento Lee-Wick este tendera a ser negativo, mientras que positivo para el resto de eventos. De acuerdo al análisis teórico [34] y a nuestra simulación, Figura 4.10, las parejas de leptones tienen

un momento transversal considerablemente mayor al background. Por lo tanto, la distribución de $\mathbf{Pt} \cdot \frac{\mathbf{L}_{xy}}{\sigma_{xy}}$ no solo tiende a ser negativa sino también mas alargada, Figura 4.9.

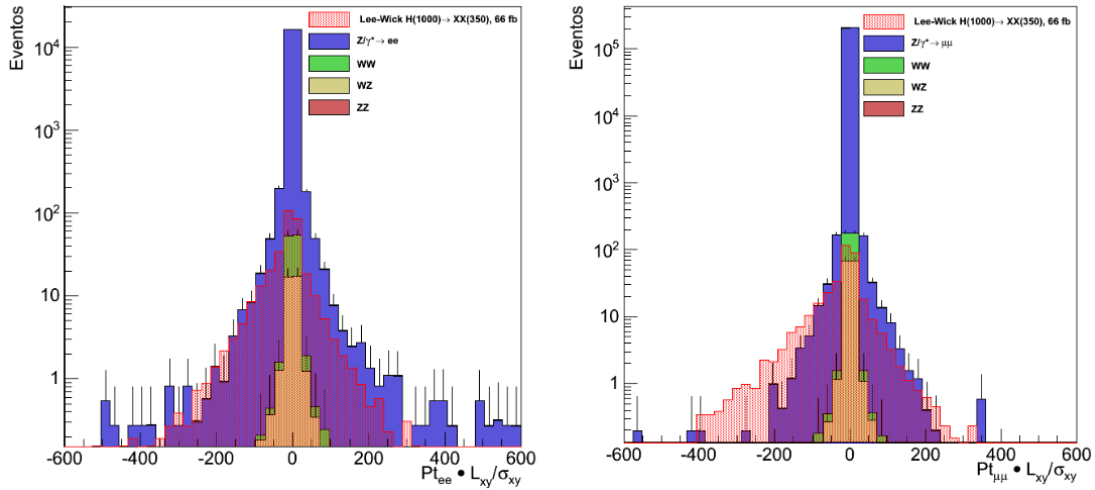


Figura 4.9: Distribución de $\mathbf{Pt} \cdot \frac{\mathbf{L}_{xy}}{\sigma_{xy}}$ para electrones (izquierda) y muones (derecha)

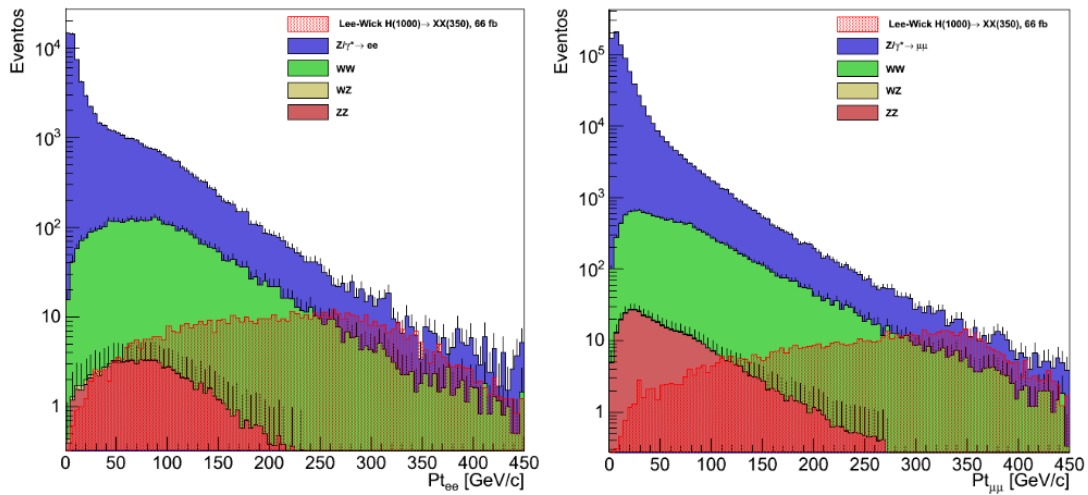


Figura 4.10: Momento transversal de pareja de muones. Los procesos de Lee-Wick tienen en promedio un momento transversal mayor al background

4.9. Resultados

A continuación se muestra la distribución de la masa invariante de la pareja de leptones antes y después de aplicar los cortes al parámetro $\mathbf{Pt} \cdot \frac{\mathbf{L}_{xy}}{\sigma_{xy}}$, Figuras 4.11 y 4.12, respectivamente. Se encontró que para el canal de electrones el corte es efectivo alrededor de $\mathbf{Pt} \cdot \frac{\mathbf{L}_{xy}}{\sigma_{xy}} < -50$ mientras que $\mathbf{Pt} \cdot \frac{\mathbf{L}_{xy}}{\sigma_{xy}} < -190$ para los muones.

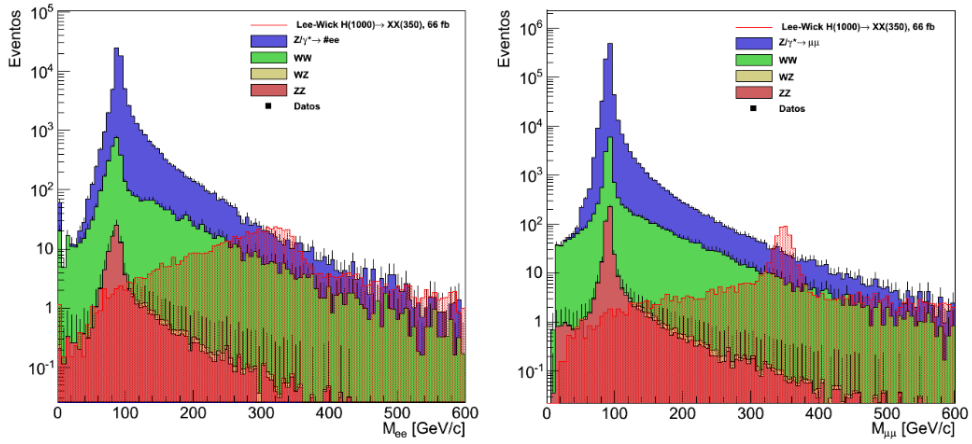


Figura 4.11: Distribución de la masa invariante para la pareja de electrones (izquierda) y muones (derecha) sin aplicar corte.

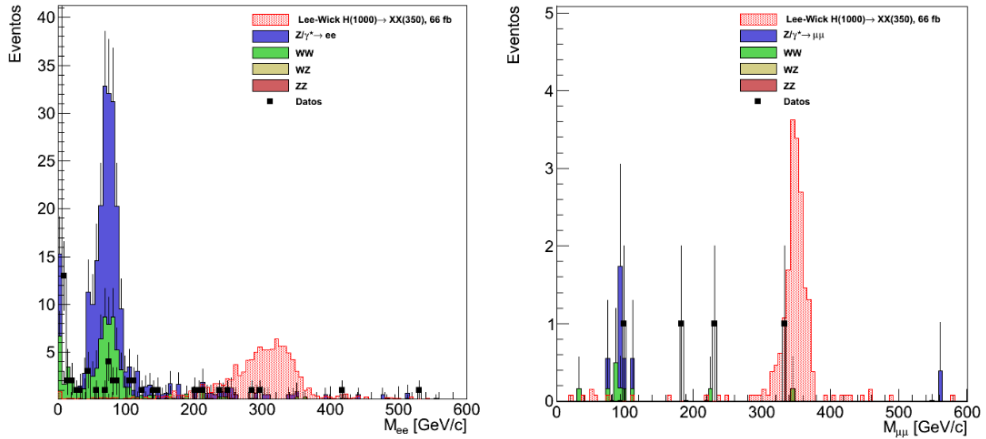


Figura 4.12: Distribución de la masa invariante de la pareja de electrones (izquierda) con corte $\mathbf{Pt} \cdot \frac{\mathbf{L}_{xy}}{\sigma_{xy}} < -50$ y muones (derecha) $\mathbf{Pt} \cdot \frac{\mathbf{L}_{xy}}{\sigma_{xy}} < -190$

Se puede ver que el corte es especialmente efectivo para el canal de muones. Es evidente que los candidatos a eventos acausales no son significativos en la región donde se esperaría encontrar la señal acausal.

Implementando el método de Bayes [36, 37] se puede calcular un límite superior para la sección transversal del proceso. Este es de $0.64fb$ para el canal de muones y de $5.36fb$ para el canal de electrones, ambos con una confianza de 99%.

Conclusiones

A pesar del éxito que ha tenido el Modelo Estándar hasta el momento, aún esta incompleto. No da una explicación a fenómenos como la materia y la energía oscura, la gravedad, y al llamado problema de la jerarquía. Existen algunos modelos teóricos que proponen soluciones a estos problemas y un gran número de estos introducen a partículas con largo tiempo de vida. Por esta razón, en el 2011 se realizó una búsqueda de estas por la colaboración del CMS. Los resultados fueron publicados en el artículo “Search in leptonic channels for heavy resonances decaying to long-lived neutral particles” en el 2013. En este se buscaba partículas exóticas con largo tiempo de vida, generadas por el decaimiento de un bosón de Higgs, que decaen en una pareja de leptones. El análisis no encontró evidencia de este tipo de partículas exóticas y se colocó un límite en su sección transversal de 0.7-10 fb [9].

En este trabajo se reprodujeron los gráficos presentados en aquel artículo. Para esto se utilizaron los datos y herramientas disponibles en el portal Open Data del experimento CMS. El trabajo ayudó a validar el funcionamiento de la infraestructura y el software proporcionados por este proyecto. El análisis requirió la utilización de sus máquinas virtuales, el acceso a archivos AOD tanto de datos reales como Monte Carlo, la utilización del software CMSSW para la realización del análisis, las simulaciones y la reconstrucción de archivos en formato RAW a AOD.

Se logró reutilizar el código de la reproducción para realizar un análisis que identifica vértices erróneamente desplazados, característica que distingue a partículas acausales predichas por el modelo de Lee-Wick, teoría propuesta por Gian Carlo Wick y Tsung-Dao Lee en 1970, que resuelve el problema de la jerarquía. Se realizó una búsqueda simple de este tipo de partículas por primera vez en datos del CMS, realizando un corte en el producto punto entre el momento total de los leptones y el desplazamiento entre los vértices primario-secundario dividido por su desviación estándar ($\mathbf{P} \cdot \frac{\mathbf{L}_{xy}}{\sigma_{xy}}$). El corte se mostró muy efectivo para discernir

este tipo de eventos, aunque la cantidad de datos accesibles por el momento no es lo suficientemente alta para hallar un proceso con una sección transversal del orden de 1 fb. Se espera en el futuro poder realizar un análisis completo con mas datos disponibles y analizando el proceso 4.6.

Bibliografía

- [1] Herrero M. (1999). The Standard Model. *Techniques and Concepts of High Energy Physics, X*. NATO Science Series (Series C: Mathematical and Physical Sciences), Volumen 534. Springer, Dordrecht
- [2] PBS NOVA. (2006). Standard Model of Elementary Particles. Recuperado de https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg
- [3] CERN.(s.f). The Standard Model. Recuperado de <https://home.cern/about/physics/standard-model>
- [4] Lancaster T. y Blundell S J. (2014). Quantum Field Theory for the gifted amateur. Oxford, UK, Oxford University
- [5] Woithe J., Wiener G. J., Van der Veken F. F. (2017). Let's have a coffee with the Standard Model of particle physics!. *Physics Education*, Volumen 52, Number 3. Recuperado de iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6552/aa5b25
- [6] Gagnon P. (2014). *The Standard Model: a beautiful but flawed theory*. Quantum Diaries. Recuperado de <https://www.quantumdiaries.org/2014/03/14/the-standard-model-a-beautiful-but-flawed-theory/>
- [7] Barranco J. (2016). Some Standard Model Problems and Possible Solutions. *Journal Of Physics: Conference Series*, Volumenn 761. Recuperado de <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/761/1/012007>
- [8] He, Xiao-Gang and Joshi, G. C. and Lew, H. and Volkas, R. R. (1991). Simplest Z' mode. *Phys. Rev. D*, volumen 44. Recuperado de <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.44.2118>
- [9] The CMS collaboration, Chatrchyan, S., Khachatryan, V. et al. J. (2013) High Energ. Phys. Recupeado de [https://doi.org/10.1007/JHEP02\(2013\)085](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2013)085)

- [10] Mad H. (2012). H-day -4: what makes it a Higgs?. *Particle Physics Blog*. Recuperado de <http://resonaances.blogspot.com/2012/06/h-day-4-what-makes-it-higgs>.
- [11] Accioly A., Gaet, P., Helayel-Net, J., Scatena E., Turcati R. (2010). Exploring Lee-Wick finite electrodynamics. Recuperado de https://www.researchgate.net/publication/47865207_Exploring_Lee-Wick_finite_electrodynamics
- [12] Grinstein B., O'Connell D., Wise M. B. (2007). The lee-wick standard model. *Phys.Rev.D*, Volumen 77. Recuperado de <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.77.025012>
- [13] Colaboración del CMS. (2010). Time reconstruction and performance of the CMS electromagnetic calorimeter. *Journal of Instrumentation*, Volumen 5., Recuperado de <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/5/03/T03011/meta>
- [14] Evans L., Bryant P. (2008). LHC Machine. *Journal of Instrumentation*, Volumen 3. Recuperado de <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08001>
- [15] The CMS Collaboration, Chatrchyan S., et al. (2018). The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, Volumen 3. Recuperado de <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08004/meta>
- [16] Wikimedia Commons. (s.f). Schema transverse cms. Recuperado de https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Schema_transverse_cms.png&oldid=118789425
- [17] Khachatryan V., et al. (2017). The CMS trigger system. *Journal of instrumentation*, Volumen 12. Recuperado de <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/12/01/P01020/meta>
- [18] CERN. (s.f). The Grid: A system of tiers. Recuperado de <https://home.cern/about/computing/grid-system-tiers>
- [19] Gaillard M. (2017). CERN Data Centre passes the 200-petabyte milestone. Recuperado de <https://home.cern/about/updates/2017/07/cern-data-centre-passes-200-petabyte-milestone>
- [20] Lassila-Perini K., et al. (2014). Implementing the data preservation and open access policy in CMS. *Journal of Physics: Conference series*, Volumen 513. Recuperado de <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/513/4/042029>

- [21] CMS. (2018). re-use and open access policy. Recuperado de <https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/ShowDocument?docid=6032>
- [22] CERN. (2018). CERN Open Data Portal. Recuperado de <http://opendata.cern.ch/docs/about>
- [23] CMS collaboration.(2018). CMS VM Image, for 2011 and 2012 CMS open data. Recuperado de <http://opendata.cern.ch/record/252>
- [24] CERN.(s.f). What is Scientific Linux CERN 6. Recuperado de <http://linux.web.cern.ch/linux/scientific6/>
- [25] CERN.(2018). CernVM File System (CernVM-FS). Recuperado de <https://cernvm.cern.ch/portal/filesystem>
- [26] Sjöstrand T., Mrenna S., Skands P. (2008). A brief introduction to Pythia 8. *Science Direct*, Volumen 191. Recuperado de <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024>
- [27] Agostinelli S., et al. (2013). Geant4 a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Volumen 506. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. Recuperado de <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>
- [28] The CMS Collaboration. (2014). Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker. *Journal of Instrumentation*, Volumen 9. Recuperado de <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/9/10/P10009/meta>
- [29] Beringer J., et al. (2012). Particle Data Group. Recuperado de <http://pdg.lbl.gov>
- [30] Couchman J. (2002). W bosónDecays. *UCL DEPARTMENT OF PHYSICS AND ASTRONOMY*. Recuperado de <http://www.hep.ucl.ac.uk/~jpc/all/ulthesis/node45.html>
- [31] Kauer, N. J.(2013). High Energ. Phys. Recuperado de [https://doi.org/10.1007/JHEP12\(2013\)082](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2013)082)
- [32] CMS. (2011). CMS Vgamma NTuple Production on MC samples. Recuperado de <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/Summer11VGammaNTupleProduction2011>
- [33] Quishpe R. (2015). Feasibility study for the measurement of acausal particles with wrong displaced vertices at the LHC. Universidad San Francisco de Quito.

- [34] Alvarez E., Da Rold L., Schat C., Szykman A. (2009). Vertex displacements for acausal particles: testing the Lee-Wick standard model at the LHC. *Journal of High Energy Physics*, Volumen 2009. Recuperado de <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1126-6708/2009/10/023/meta>
- [35] Alvarez E., Rold L. D., Schat C., Szykman A. (2009). Vertex displacements for acausal particles: Testing the Lee-Wick Standard Model at the Lhc. *Journal of High Energy Physics*, Volumen 2019. Recuperado de <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1126-6708/2009/10/023/meta>
- [36] I. Bertram et al. (2000). A Recipe for the Construction of Confidence Limits. Recuperado de <http://lss.fnal.gov/archive/test-tm/2000/fermilab-tm-2104.pdf>
- [37] hbprosper. (2018). A simple standalone Bayes limit calculator . Recuperado de <https://github.com/hbprosper/limits>