

ESCUELA POLITÉCNICA NACIONAL

FACULTAD DE CIENCIAS

IMPLEMENTACIÓN DE LA CADENA COMPLETA DE SIMULACIÓN PARA EL
MODELO DE MATERIA OSCURA SINGLETE ESCALAR (SSDM) COMO
EXTENSIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR.

TRABAJO PREVIO A LA OBTENCIÓN DEL TÍTULO DE FÍSICO

PROYECTO DE INVESTIGACIÓN

PABLO ANDRES RIVADENEIRA BRACHO
pablorb93@gmail.com

Director: Edy Rodrigo Ayala Amaya, PH.D.
edy.ayala@epn.edu.ec

QUITO, ENERO 2018

DECLARACIÓN

Yo Pablo Andres Rivadeneira Bracho, declaro bajo juramento que el trabajo aquí escrito es de mi autoría; que no ha sido previamente presentado para ningún grado o calificación profesional; y que he consultado las referencias bibliográficas que se incluyen en este documento.

A través de la presente declaración cedo mis derechos de propiedad intelectual, correspondientes a este trabajo, a la Escuela Politécnica Nacional, según lo establecido por la Ley de Propiedad Intelectual, por su reglamento y por la normativa institucional vigente.

Pablo Andres Rivadeneira Bracho

CERTIFICACIÓN

Certifico que el presente trabajo fue desarrollado por Pablo Andres Rivadeneira Bracho, bajo mi supervisión.

Edy Ayala, Ph.D.
Director del Proyecto

AGRADECIMIENTOS

Agradezco profundamente a mi familia por su apoyo. A mi madre y mi hermano que han sido mi guía y compañía en este camino.

A mi director de tesis, que ha sido un gran amigo.

A Edgar Carrera y a la Universidad San Francisco de Quito por su gran colaboración y guía en el desarrollo de este trabajo.

A mis amigos de la Facultad de Ciencias. Sin ustedes esta experiencia hubiera sido vacía y aburrida.

A las personas honestas de mi país que pagaron mi educación con sus impuestos.

DEDICATORIA

A mis abuelos, ustedes me inspiraron a buscar la verdad en la naturaleza.

A mi madre, quien siempre estuvo conmigo.

A la ciencia, luz y guía.

Índice general

Índice de Figuras	VI
Índice de Tablas	VII
Resumen	IX
Abstract	X
1. Introducción	1
2. Fundamento Teórico y Experimental de la Física de Partículas	3
2.1. Fundamento Teórico	3
2.1.1. Introducción a la Teoría Cuántica de Campos	3
2.1.2. Reglas y Diagramas de Feynman	5
2.1.3. El Modelo Estándar de partículas	8
2.1.4. Modelos más allá de la Teoría Estándar	11
2.1.5. Materia Oscura Escalar Singlete (SSDM).	13
2.2. Fundamento Experimental	15
2.2.1. Colisionadores de partículas.	15
3. Metodología	18
3.1. Introducción	18
3.2. Obtención de las reglas de Feynman.	21
3.3. Cálculo de secciones eficaces y generación de eventos a nivel de partón.	22
3.3.1. Simulación de eventos	23
3.4. Simulación de la Hadronización.	24
3.4.1. Hadronización, lluvia de partones y jets.	24
3.4.2. Eventos subyacentes	25
3.5. Simulación de la señal del detector.	25
3.5.1. Eventos de Minimum Bias	26
4. Análisis de resultados	27
4.1. Selección de Eventos	27
4.2. Incertidumbres sistemáticas	38
4.3. Cálculo de límites	39

5. Conclusiones y Recomendaciones	40
Bibliografía	40
A. Implementación del modelo de Materia Oscura Singlete Escalar	45
B. Código para la implementación del modelo de Materia Oscura Escalar Singlete	48
C. Implementación del modelo en CalcHEP	55
D. Simulación del proceso de producción de Materia Oscura	56
E. Simulación del proceso de fondo.	59
F. Implementación de la partícula escalar en Delphes	60
G. Simulación de la hadronización y la señal del detector	62

Índice de figuras

2.1. Diagramas de Feynman	7
2.2. Partículas que componen el Modelo Estándar [18] con su correspondiente masa, carga eléctrica y espín.	9
2.3. Vértices del modelo.	13
2.4. Límites en el espacio de parámetros del modelo de Materia Oscura Escalar Singlete.	14
2.5. Corte del detector CMS con sus componentes principales.	16
2.6. Sistema de coordenadas utilizado en el detector CMS.	17
3.1. Secuencia de procesos generados en la colisión de protones.	19
3.2. Cadena de simulación de Monte Carlo descrita en el texto.	20
3.3. Diagramas de Feynman de los procesos simulados.	21
4.1. Momento del primer y segundo jet más energéticos	29
4.2. Energía perdida. Señal vs Background	29
4.3. Distribución angular azimutal (ϕ) Señal vs Background	30
4.4. Pseudorapidez (η) de la energía perdida. Señal vs Background	30
4.5. Diferencias en pseudorapidez.	31
4.6. Momento transversal (p_T) de las partículas S y top-antitop.	31
4.7. Distribución angular azimutal (ϕ) de las partículas S y top-antitop.	32
4.8. Pseudorapidez (η) de las partículas S y top-antitop.	32
4.9. Visualización de un evento.	33
4.10. Energía perdida.	34
4.11. Diferencia angular azimutal ($\Delta\phi$) entre la energía perdida y el jet más energético del evento.	34
4.12. Distancia angular (ΔR) entre la energía perdida y el jet más energético del evento.	35
4.13. Variable ST. Señal vs Background.	35
4.14. Variable ST para $m_S = 60$ GeV y $\lambda_{hS} = 0,001$	36
4.15. Variable ST para $m_S = 60$ GeV y $\lambda_{hS} = 0,006$	36
4.16. Variable ST para $m_S = 60$ GeV y $\lambda_{hS} = 0,016$	37
4.17. Variable ST Señal + Background.	37
4.18. Ejemplo de resultados para diferentes clasificadores de análisis multivariante.	38

Índice de cuadros

2.1. Ejemplos de lagrangianos.	5
--	---

Resumen

Este trabajo presenta la implementación de la cadena de simulación completa de Monte Carlo para el modelo de Materia Oscura Escalar Singlete. Se parte del lagrangiano que define esta teoría, se obtienen computacionalmente las reglas de Feynman del modelo y con estas mediante algoritmos de Monte Carlo se simula eventos, a nivel de partón, de producción de partículas escalares de Materia Oscura en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC). Posteriormente a estos eventos se añade la simulación de hadronización, lluvia de partones, radiación de estado final e inicial y eventos subyacentes. Finalmente, se realiza una simulación rápida del detector del CERN Compact Muon Solenoid (CMS) para obtener la señal que generaría dicho proceso. Esta cadena se realiza barriendo una región de interés del espacio de parámetros. La señal resultante se compara con la de un proceso de fondo y se muestran diferentes casos en los que las partículas de Materia Oscura se pueden y no se pueden discriminar. Finalmente, estimando una incertidumbre del 17%, se calculó un valor de 9,7 fb como el máximo que podría tener la sección eficaz de producción estudiada sin que se la pueda discriminar de la señal de fondo.

Abstract

This document presents the implementation of the complete Monte Carlo Simulation Chain for the Scalar Singlet Dark Matter model. The work starts from the lagrangian of the model itself, Feynman rules are obtained computationally and these rules are used to simulate Monte Carlo parton level events of scalar Dark Matter particles production at the Large Hadron Collider. Then, hadronization, parton shower, initial and final state radiation, and underlying events are added to the simulation. Finally, a fast simulation is performed for the CMS detector in order to obtain the signal that would generate the studied process. This simulation chain is performed mapping a region of interest of the parameter space. The resulting signal is compared with a background process and different cases where the scalar singlet particles can and cannot be discriminated. At last, considering an uncertainty of 17 %, a value of 9,7 fb was computed as the maximum cross section that the process could have without being able to discriminate it from the background.

Capítulo 1

Introducción

En la actualidad existen una gran cantidad de teorías más allá del Modelo Estándar que buscan explicar las preguntas abiertas de la física actual proponiendo nuevos campos, partículas, fenómenos, simetrías, etc. Analizar estos modelos es una actividad necesaria cada vez más demandante. En las últimas décadas se han desarrollado varias herramientas computacionales para estudiar estos modelos. Estos programas permiten realizar simulaciones partiendo de un modelo expresado en forma de un lagrangiano hasta obtener la respuesta que generaría un detector frente a un proceso particular en un experimento de dispersión. En este trabajo se estudió el proceso de producción de Materia Oscura predicho por el modelo de Materia Oscura Escalar Singlete.

Este trabajo parte del lagrangiano del modelo de Materia Oscura Escalar Singlete, se obtienen sus reglas de Feynman computacionalmente, y se realiza la cadena completa de simulación de Monte Carlo en la que se obtiene la respuesta del detector CMS generado por un proceso de producción de Materia Oscura predicho por el modelo. Con esta información se realiza un análisis para estimar la capacidad de detectar este tipo de partículas en el experimento. En este manuscrito se da una breve explicación de los procesos físicos que ocurren en los colisionadores de partículas, sobre cómo realizar simulaciones de Monte Carlo para un modelo particular y se describe el análisis realizado.

En el Capítulo 2 se presenta: una introducción a las teorías cuánticas de campos y su planteamiento como un lagrangiano; las bases del cálculo de Feynman necesarias para calcular la sección eficaz de nuestro proceso de interés; el Modelo Estándar y las preguntas a las que no ha logrado responder; una introducción a la Materia Oscura, los principales modelos en la literatura y el modelo particular con el que se trabajó, Materia Oscura Escalar Singlete. Finalmente, se concluye el capítulo con una breve descripción de los aceleradores de partículas, la organización CERN y el detector CMS.

En el Capítulo 3 se presenta la metodología con la que se realizó la cadena completa de simulación del modelo de Materia Oscura Escalar Singlete. En principio, se puede realizar este proceso de simulación para cualquier modelo. Se parte de la implementación del lagrangiano en el programa LanHEP [49] y el cálculo de sus reglas de Feynman en este mismo

software. A continuación, se introducen los archivos de modelo obtenidos, en el generador de elementos matriciales y eventos a nivel de partón CalcHEP [9]. En este programa se calcula la sección eficaz del proceso de generación de Materia Oscura que predice el modelo (Sección 2.1.5) y se realiza una simulación de Monte Carlo del proceso de dispersión fuerte en la colisión de protones en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) de la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN). CalcHEP arroja archivos con la información de cada evento como la identidad de cada partícula y su momento-energía, entre otros parámetros; estos archivos están escritos en el formato LHE [12] del acuerdo de Les Houches. Estos archivos LHE se introducen en el generador de eventos de propósito general Pythia8 [53], en donde se realiza la simulación del evento completo (procesos adicionales a la dispersión fuerte) y posteriormente se simula la respuesta del detector en el software Delphes [22].

En el Capítulo 4, se describe el análisis realizado con los resultados de la simulación. Aquí la pregunta fundamental es: dada la señal y un proceso de fondo, ¿cómo discriminarlos?, y ¿cuál es el mayor valor que podría tener la sección eficaz de la señal sin que se pueda discriminar del proceso de fondo? En este Capítulo se estudian algunas variables dinámicas que describen el comportamiento de las partículas de Materia Oscura; a partir de estos resultados se definen las variables que se utilizan en el análisis posterior. Finalmente se realizan algunos cortes en estas variables para separar la señal del proceso de fondo y se realizan cálculos estadísticos.

Capítulo 2

Fundamento Teórico y Experimental de la Física de Partículas

2.1. Fundamento Teórico

2.1.1. Introducción a la Teoría Cuántica de Campos

Considere dos sistemas de referencia inerciales K y K' . Se realiza cierto experimento en el punto P de un sistema de referencia K , obteniéndose un conjunto de valores $\phi_K^{(i)}$ ($i = 1, \dots, n$). El mismo experimento descrito por el sistema K' genera los valores $\phi_{K'}^{(j)}$ ($j = 1, \dots, n$). Si el experimento se repite muchas veces, es posible encontrar una relación funcional entre los dos grupos de valores,

$$\phi_{K'}^{(j)} = f^{(j)} \left(\phi_K^{(i)} \right),$$

la cual se mantiene para todos los experimentos. Es claro que tanto ϕ_K como $\phi_{K'}$ llevan la misma información y un conjunto se puede determinar a partir del otro. Esta información común lleva al concepto de campo ϕ , siendo $\phi_K^{(i)}$ las componentes de dicho campo en el sistema K , y $\phi_{K'}^{(j)}$ sus componentes en el sistema K' [6].

En la teoría clásica, las ecuaciones de campo se derivan del lagrangiano, L [54], que es una función de las coordenadas generalizadas y de sus primeras derivadas, que contiene la información acerca de la dinámica del sistema. Estos campos satisfacen ecuaciones de la forma:

$$\frac{\partial L}{\partial \phi^{(\alpha)}} - \partial_\mu \left[\frac{\partial L}{\partial (\partial_\mu \phi^{(\alpha)})} \right], \quad \alpha = 1, 2, \dots, n \quad (2.1)$$

donde $\partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$ y n es el número de componentes del campo ϕ .

La Ecuación 2.1 proviene del principio variacional de Mínima Acción [54]. A partir de esta ecuación, la función L junto con las condiciones de frontera, determinan completamente el campo ϕ en el espacio-tiempo.

En la física clásica se entiende la gravedad y el electromagnetismo como campos, y cada uno puede ser descrito por un conjunto de ecuaciones que gobierna su comportamiento. Un campo puede oscilar en el espacio-tiempo y así se pueden encontrar excitaciones tipo onda en él (como las bien conocidas ondas electromagnéticas o las recientemente confirmadas ondas gravitacionales). El advenimiento de la Mecánica Cuántica removi6 la distinción entre, lo que hasta entonces se pensaba que era, una onda o una partícula. Por tanto, incluso la materia en sí misma pasó a ser una excitación de un campo cuántico, y los campos cuánticos se volvieron los objetos fundamentales que describen la realidad.

¿Qué es una Teoría Cuántica de Campos?

La Mecánica Cuántica de partícula simple es incompatible con la teoría de la relatividad especial. En el caso de una partícula libre, su función de onda Ψ puede ser escrita en la forma

$$\Psi \sim \exp(\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} - \omega t)$$

definida sobre todo el espacio. Aquí, \mathbf{p} es el momento de la partícula, \mathbf{x} es la posición espacial, ω es la frecuencia angular y t es el tiempo. Esta función de onda puede ser asociada a una probabilidad finita, distinta de cero, de que una partícula viaje del punto \mathbf{x}_0 al punto \mathbf{x}_1 a una velocidad superior a la velocidad de la luz. Este argumento basta para descartar la Mecánica Cuántica de partícula simple como una teoría consistente con la relatividad especial y, por lo tanto, se requiere adoptar otro enfoque.

Una Teoría Cuántica de Campos (QFT, por sus siglas en inglés) es una teoría que integra la Mecánica Cuántica con la relatividad especial. La idea fundamental de estas teorías es que cada partícula y cada onda en el universo es simplemente una excitación de un campo que permea todo el espacio-tiempo [35]. El paso de una teoría clásica a una QFT requiere un método de cuantización de los campos. Los procedimientos más comunes son la Cuantización Canónica (desarrollada por Heisenberg y Pauli) [30, 31] y los métodos Funcionales. En particular, el enfoque de las integrales de camino de Feynman [27]. Estos métodos de cuantización de los campos se pueden estudiar formalmente en libros de QFT como [40, 47, 48, 55]. De manera resumida, la cuantización canónica de los campos consta de los siguientes pasos [35]:

1. Escribir un lagrangiano en términos de campos. En esta parte decidimos la dinámica que tendrá nuestro modelo.
2. Calcular la densidad de momento,

$$\Pi^\mu(x) = \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu \phi(x))};$$

y desarrollar el Hamiltoniano H en términos de campos

$$H = \Pi^0(x) \partial_0 \phi(x) - L.$$

3. Tratar los campos y densidad de momento como operadores. Imponemos relaciones de conmutación sobre ellos para cuantizarlos. Esto es análogo a la relación de conmutación entre la posición y el momento que se impone en la Mecánica Cuántica de una partícula simple.
4. Expandir los campos en términos de los operadores de creación y destrucción.
5. Evaluar H sustituyendo los campos por su expansión, obteniendo una expresión para la energía en términos de los operadores de creación y destrucción.

Planteamiento e interpretación de una QFT en forma de lagrangiano

Cada término de un lagrangiano debe obedecer a las simetrías y características propias del problema en estudio. Usualmente se elige el modelo más simple que contiene todas las ideas físicas clave y la simetría correcta para el problema. Estas construcciones nos permiten obtener las ecuaciones de movimiento adecuadas.

En el cuadro 2.1 se muestran algunos ejemplos de lagrangianos correspondientes a diferentes interacciones. En estos ejemplos, ϕ es un campo escalar, $\partial^\mu \phi = \partial\phi/\partial x_\mu$, $J(x)$ es una corriente que representa una interacción con un potencial externo, γ^μ son las matrices de Dirac, ψ es el campo de las partículas de espín 1/2 (e.q. electrón- positrón), D_μ es la derivada covariante de Gauge, $F_{\mu\nu}$ es el tensor del campo electromagnético [35].

Modelo	Lagrangiano
Campo escalar sin masa	$L = \frac{1}{2}\partial^\mu\phi\partial_\mu\phi = \frac{1}{2}(\partial_0)^2 - \frac{1}{2}\nabla\phi\cdot\nabla\phi$
Campo escalar con masa	$L = \frac{1}{2}\partial^\mu\phi\partial_\mu\phi - \frac{1}{2}m^2\phi^2$
Campo escalar con un potencial externo	$L = \frac{1}{2}\partial^\mu\phi(x)\partial_\mu\phi(x) - \frac{1}{2}m^2[\phi(x)]^2 + J(x)\phi(x)$
Auto-interacción de un campo escalar	$L = \frac{1}{2}\partial^\mu\phi\partial_\mu\phi - \frac{1}{2}m^2\phi^2 - \frac{1}{4!}\lambda\phi^4$
Dos campos escalares	$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_1)^2 - \frac{1}{2}m^2\phi_1^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_2)^2 - \frac{1}{2}m^2\phi_2^2 - g(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2$
Electromagnetismo	$L = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$

Cuadro 2.1: Ejemplos de lagrangianos.

En el caso de los dos campos escalares (ver cuadro 2.1), los términos $(1/2)(\partial_\mu\phi_{1,2})^2$ corresponden al análogo de una energía cinética del campo, los términos $(1/2)(m^2\phi_{1,2}^2)$ se conocen como términos de masa y se interpretan como una energía potencial que expresa el costo de tener un campo en un punto del espacio en lugar de vacío. Finalmente, la expresión $g(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2$ representa la autointeracción de los campos ϕ_1 y ϕ_2 y la interacción entre estos dos.

2.1.2. Reglas y Diagramas de Feynman

Experimentalmente, se pueden tener tres tipos de evidencia de las interacciones entre partículas elementales: estados ligados, decaimientos y dispersión. La formulación de Feynman [27], en especial, facilita los cálculos para describir decaimientos y dispersión.

Cuando se estudia la dispersión, la variable de interés es la sección eficaz; esta define la probabilidad de que se dé un determinado proceso. La sección eficaz depende de varios parámetros como la naturaleza de las partículas que interactúan, el tipo de interacción entre estas y el momento de las partículas incidentes. Por otra parte la existencia de partículas elementales se ha encontrado, principalmente, a través de resonancias en la sección eficaz de determinados procesos.

En la Mecánica Cuántica de partícula simple, la probabilidad de que un determinado proceso ocurra se calcula usando la así llamada Regla de Oro de Fermi [26]. En QFT existe una regla análoga en la que interviene la matriz de dispersión o matriz S [40, 48, 55]. Esta matriz es similar al operador de evolución temporal, pero describe el caso particular de los experimentos de scattering (o dispersión).

En un experimento de dispersión, empezamos con partículas separadas, las aceleramos una hacia la otra y ellas interactúan de una forma descrita por un Hamiltoniano \hat{H} (conocido como Hamiltoniano del sistema real). En la imagen de evolución temporal de interacción [58] se divide el Hamiltoniano en dos partes $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}'$, donde \hat{H}_0 describe un sistema simplificado en el que las partículas no interactúan y \hat{H}' describe la interacción. La idea fundamental de la formulación de la matriz S es que se pueden relacionar la amplitud de probabilidad M , de un determinado proceso, basándonos en los estados propios del sistema real ($|p_1 p_2^{real}\rangle$ para los estados iniciales y $|q_1 q_2^{real}\rangle$ para los estados finales) y del simplificado ($|p_1 p_2^{simple}\rangle$ para los estados iniciales y $|q_1 q_2^{simple}\rangle$ para los estados finales),

$$M = \langle q_1 q_2^{real} | p_2 p_1^{real} \rangle = \langle q_1 q_2^{simple} | \hat{S} | p_2 p_1^{simple} \rangle$$

Entonces la matriz S es la matriz de los elementos del operador \hat{S} , la cual contiene las amplitudes de probabilidad de empezar en un estado particular y terminar en otro. De esta manera, para calcular una probabilidad necesitamos: (i) obtener un \hat{H}_0 adecuado, y (ii) calcular una expresión para \hat{S} . Este cálculo se realiza mediante una expansión perturbativa [40, 48, 55] que da origen a los así llamados diagramas de Feynman [34]. Estos diagramas son representaciones pictóricas de cada uno de los términos de esta expansión. En la figura 2.1 se muestran ejemplos de estos diagramas. La fila (a) es el propagador de un electrón igual a un término de primer orden que corresponde a la propagación libre, más un término de segundo orden que representa una autointeracción. La fila (b) es el propagador del fotón; el término de primer orden simboliza la propagación libre y el de segundo orden implica la creación y posterior aniquilación de un par electrón-positrón. La fila (c) corresponde a la interacción electromagnética que se entiende como un vértice de primer orden con un electrón, un positrón y un fotón más un término de segundo orden en el que hay un intercambio de un fotón. Se observa que cada corrección de orden superior incrementa en dos el número de vértices del diagrama.

Complementariamente, se puede partir de algunos diagramas de Feynman para un pro-

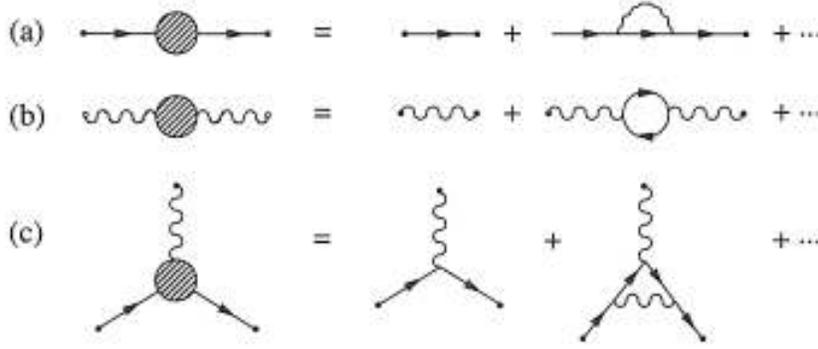


Figura 2.1: Diagramas de Feynman

Diagramas de Feynman [40]. La fila (a) es el propagador de un electrón igual a un término de primer orden que corresponde a la propagación libre, más un término de segundo orden que representa una autointeracción. La fila (b) es el propagador del fotón; el término de primer orden simboliza la propagación libre y el de segundo orden implica la creación y posterior aniquilación de un par electrón-positrón. La fila (c) corresponde a la interacción electromagnética que se entiende como un vértice de primer orden con un electrón, un positrón y un fotón más un término de segundo orden en el que hay un intercambio de un fotón.

ceso específico, "sumarlos", y obtener un valor de amplitud de probabilidad con cierto orden de precisión. Para obtener estos valores se asocia un factor a cada elemento del diagrama de Feynman; a estos factores se los conoce como reglas de Feynman. Estas reglas se pueden obtener a partir del lagrangiano; el método para hacerlo se describe en [6].

Supongamos que las partículas 1 y 2 colisionan, produciendo las partículas 3,4,...,n ($1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + \dots + n$). La sección eficaz $d\sigma$ del proceso es proporcional al módulo al cuadrado de la amplitud de probabilidad (Ecuación 2.2). Entonces, dado un modelo y un proceso particular de interés, lo que requerimos para encontrar la sección eficaz es (i) determinar el valor de la amplitud de dispersión y, (ii) realizar la integración en el espacio de fases.

$$d\sigma \propto |M^2| d^3\mathbf{p}_3 d^3\mathbf{p}_4 \dots d^3\mathbf{p}_n. \quad (2.2)$$

El método de los diagramas y reglas de Feynman es útil para:

- 1) Calcular sistemáticamente valores asociados a procesos de dispersión que pueden ocurrir de maneras diferentes.
- 2) Construir algorítmicamente las integrales que dan el término de orden k-ésimo de una serie perturbativa.
- 3) Obtener una idea intuitiva sobre los procesos que cada término representa en una interacción complicada.

De esta manera, si elegimos partir del Lagrangiano del modelo de Materia Oscura Escalar Singlete, se puede usar el cálculo de Feynman para obtener el valor de la sección eficaz de un proceso de producción de Materia Oscura que podría estar ocurriendo en el LHC. El Lagrangiano del modelo y el proceso de producción se especifican en la siguiente sección.

2.1.3. El Modelo Estándar de partículas

La materia, a nivel subatómico consiste de pequeñas partículas con espacio vacío entre ellas. Existen muy pocos tipos diferentes de partículas elementales, y cada una de estas existen en cantidades astronómicas para formar nuestro universo. No se puede distinguir entre dos partículas del mismo tipo; es decir, si tenemos un conjunto de electrones no se puede colocar una etiqueta que los identifique. El mundo cotidiano está gobernado por la Mecánica Clásica. Para estudiar partículas muy pequeñas que viajan a velocidades cercanas a la de la luz requerimos las QFT.

En los años 60, se desarrolló una teoría que describe todo lo que conocemos sobre las interacciones de las partículas elementales a excepción de la gravedad. El Modelo Estándar, es una colección de teorías relacionadas que está conformada por la electrodinámica cuántica, la dinámica del sabor (flavor dynamics) y la cromodinámica cuántica [14]. Actualmente existe evidencia de física más allá del Modelo Estándar [38].

El lagrangiano del Modelo Estándar es el siguiente [56]:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\bar{\psi}\not{D}\psi + \bar{\psi}_i y_{ij}\psi_j\phi + h.c. + |D_\mu\phi|^2 - V(\phi) \quad (2.3)$$

En este lagrangiano, el primer término, $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$, está formado por campos vectoriales y asociados a las partículas de interacción electro-débil y fuerte; los índices μ, ν representan las coordenadas del espacio-tiempo. El segundo término, $i\bar{\psi}\not{D}\psi$, incluye tanto los lagrangianos de los campos libres y los términos de interacción con los campos de interacción electro-débil y fuerte. Aquí ψ y $\bar{\psi}$ son los campos de las partículas materiales, y $\not{D} = \gamma^\mu D_\mu$, donde γ^μ son las matrices de Dirac. El tercer término, $\bar{\psi}_i y_{ij}\psi_j\phi$, describe la interacción de las partículas materiales con el campo de Brout-Englert-Higgs, obteniendo así su masa. El cuarto término, $h.c.$, es el conjugado hermitiano del cuarto término; describe la interacción de las antipartículas de materia con la partícula de Higgs. El quinto término, $|D_\mu\phi|^2$, describe cómo las partículas portadoras de la interacción débil (W^\pm, Z) se acoplan al Higgs para obtener su masas. El término $V(\phi)$ es el potencial del campo de Brout-Englert-Higgs.

Según el Modelo Estándar, la materia del Universo se compone de fermiones (espín fraccionario), los cuales interactúan unos con otros a través de bosones (espín entero) portadores de fuerza (Figura 2.2). Los fermiones que interactúan con las cuatro fuerzas fundamentales se denominan quarks (q), mientras que los que no interactúan mediante la fuerza fuerte se denominan leptones (l). Los quarks y los leptones cuentan con números

cuánticos que se conservan durante reacciones y decaimientos de partículas, las cuales restringen los procesos físicos posibles en la naturaleza.

Existen seis sabores de leptones: electrón (e), muón (μ), tau (τ), y sus neutrinos asociados (ν_e, ν_μ, ν_τ). Cada leptón cuenta con un número cuántico leptónico $L = 1$. Los quarks también existen en seis sabores que son: up (u), down (d), strange (s), charm (c), top (t) y bottom (b). Por otra parte, todos los quarks cuentan un número bariónico $B = 1/3$. Los fermiones se subdividen en tres familias también conocidas como generaciones. En cada familia existe un leptón cargado, un neutrino asociado al leptón, y dos quarks. En la primera generación se encuentran las tres partículas que componen la materia ordinaria: el electrón, el quark u, y el quark d. Las dos generaciones restantes cuentan con interacciones y propiedades similares que la primera familia con excepción de su masa (más masivas). Esta información junto con la carga eléctrica y el espín de cada partícula se resumen en la Figura 2.2).

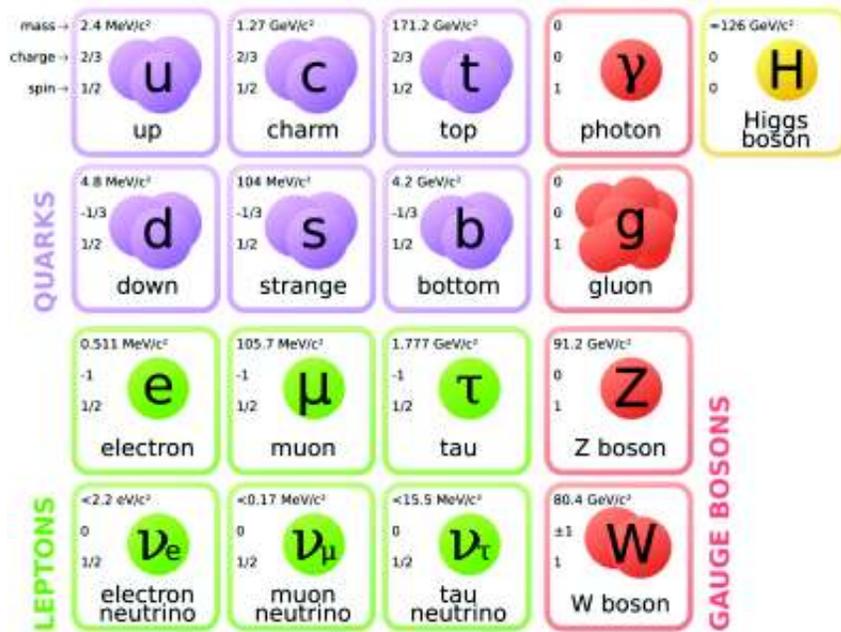


Figura 2.2: Partículas que componen el Modelo Estándar [18] con su correspondiente masa, carga eléctrica y espín.

Preguntas por responder y desafíos actuales

Existen varias razones, teóricas y experimentales, que dan indicios de que el Modelo Estándar, a pesar de su gran éxito describiendo las interacciones de las partículas fundamentales, puede ser solo una aproximación en un régimen de baja energía de una teoría más completa.

Una de las principales objeciones al Modelo Estándar como “la Teoría Final” es el alto número de parámetros arbitrarios que contiene. De hecho, se requieren 19 parámetros para ajustar los datos de las observaciones experimentales.

La arbitrariedad de parámetros, y en particular de las masas de los fermiones, introduce lo que se conoce como problema de naturalidad. Una teoría "natural" se caracteriza por tener parámetros de ajuste con valores, más o menos, del mismo orden de magnitud. Esto no sucede en el Modelo Estándar, por ejemplo el quark top tiene una masa $\sim 10^5$ veces más que las del quark up.

Por otra parte, las observaciones experimentales de oscilaciones de neutrinos han confirmado que estos tienen masa [36], lo cual no se considera dentro del Modelo Estándar.

Otro inconveniente del Modelo Estándar es la falta de una explicación teórica de por qué el número de generaciones de quarks y leptones es exactamente tres. A partir de la cromodinámica cuántica la única restricción es que debe haber menos de nueve generaciones.

La cosmología y las observaciones cosmológicas también han desafiado al Modelo Estándar. La razón de la asimetría materia-antimateria todavía no se entiende aunque se cree que hay una conexión con la violación CP. Las observaciones astronómicas y las medidas indirectas de la densidad de energía del Universo [2] muestran que este está hecho sólo en un 4-5 % de materia bariónica ordinaria, el resto está compuesto por Materia Oscura (20-25 %) y Energía Oscura (70-76 %). La Materia Oscura es materia no bariónica que interactúa sólo débilmente y gravitacionalmente y, por lo tanto, no puede ser observada con telescopios, pero ha sido detectada por su interacción gravitatoria con la materia ordinaria en el espacio. Existen diversas teorías sobre la naturaleza de la Materia Oscura (las cuales se describirán en la siguiente sección). La Energía Oscura es aún más misteriosa y tal vez alguna nueva física nos dé pistas para su interpretación.

Otro aspecto que hace que se quiera mejorar el Modelo Estándar es el deseo de avanzar en la unificación de las teorías. La gravedad no se considera en el Modelo Estándar, no existe una teoría cuántica de la gravedad que sea ampliamente aceptada por la comunidad científica.

Actualmente, existen muchísimas teorías más allá del Modelo Estándar; los teóricos han propuesto teorías de gran unificación, supersimetría, Higgs compuesto, modelos con varios Higgs, dimensiones extras, Materia Oscura, teoría de cuerdas, más de tres generaciones de leptones, entre otros. A continuación se describen las teorías más comunes, propuestas para resolver algunos de los problemas que se han mencionado en esta sección.

2.1.4. Modelos más allá de la Teoría Estándar

Supersimetría es una de las teorías más populares. La idea básica es postular la invarianza de la teoría bajo una operación de simetría que transforma los campos fermiónicos en campos bosónicos (y viceversa), a esta invarianza se la conoce como supersimetría [21] (SUSY, por sus siglas en inglés).

En esta teoría a cada grado de libertad fermiónico o bosónico del Modelo Estándar le corresponde un "supercompañero"(superpartner) asociado. Estas partículas tienen todos sus números cuánticos iguales a excepción del espín, el cual se transforma como $s' = |s - 1/2|$.

Este modelo podría solucionar el problema de la falta de naturalidad y además posee un candidato natural para la Materia Oscura, la partícula supersimétrica más ligera, la cual, sería estable, neutral e interactuaría débilmente.

Cuarta Generación SM4

Una de las modificaciones más simples que se le pueden hacer al Modelo Estándar es la adición de una cuarta generación de fermiones, a este escenario se suele referir como SM4 [33]. Existen varios modelos que toman esta hipótesis que actualmente están siendo analizados.

Dimensiones extras

Toda la física desarrollada hasta ahora asume que la realidad consta de un espacio tiempo de cuatro dimensiones descrita por cuadvectores que especifican la posición espacial (tres dimensiones) y temporal (una dimensión) de un evento. Las observaciones cosmológicas muestran que, al parecer, vivimos en un Universo en expansión y el espacio-tiempo se expande con él. Si escogemos un momento particular, el Universo puede ser descrito como una superficie plana tridimensional con topología cartesiana.

Las teorías de dimensiones extras proponen que nuestro Universo es una "pared" cuatro-dimensional o una membrana tridimensional (three-brane) empotrada en un espacio multi-dimensional más grande donde la única comunicación se da a través del gravitón, el bosón hipotético asociado a la gravedad. En estas dimensiones extras es donde la gravedad se "diluye", explicando por qué en nuestra Universo su acción es tan débil [4].

Materia Oscura

Durante los últimos 70 años, ha surgido un nuevo paradigma en el cual la materia visible para nosotros en los telescopios que existen solo representa una pequeña fracción del total de la materia presente en el Universo. La mayoría de la materia aparentemente se encuentra en alguna forma que no emite luz, o al menos muy poco. A este tipo de materia

se la conoce con el nombre de Materia Oscura. Hasta el día de hoy, la naturaleza de esta componente del Universo permanece siendo un misterio.

La primera detección de Materia Oscura se le atribuye a Zwicky (1933) [59], quien midió la velocidad de dispersión de las galaxias en el cúmulo Coma y encontró que sus velocidades excedían aquella que se le atribuiría a la materia luminosa en las galaxias. A partir de entonces se han realizado una gran cantidad de observaciones y teorías sobre Materia Oscura, siendo uno de los principales problemas abiertos de la física actual. Existen experimentos que buscan detectarla, de manera indirecta: buscando señales de aniquilación o decaimiento de la Materia Oscura en regiones de alta densidad, y de manera directa: a través de retrocesos de baja energía generados por la interacción de ciertos núcleos con la Materia Oscura.

Durante las últimas décadas se han propuesto una gran cantidad de modelos que intentan explicar la naturaleza de la Materia Oscura. A continuación se dará una descripción de algunos de ellos [57].

Una parte substancial de la literatura sobre Materia Oscura gira en torno a dos importantes acrónimos, WIMPs y MACHOs. Los WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles), son partículas no bariónicas que interactúan solo a través de la gravedad y la fuerza nuclear débil. Se asume usualmente que sus masas están en el rango de GeV-Tev, lo cual las haría lo suficientemente lentas al mismo tiempo que la radiación-materia coincidiría con las observaciones cosmológicas. Debido a la falta de la interacción fuerte con la materia bariónica y la falta de interacción electromagnética, estas partículas aparecerían oscuras en los telescopios actuales, a menos que decaigan o se aniquilen dando lugar a fotones. A pesar de que no existe ninguna partícula del Modelo Estándar que corresponda a un WIMP, existen varias extensiones que consideran este tipo de partículas.

Por otra parte los MACHOs (por sus siglas en inglés, Massive Astrophysical Compact Halo Objects) son grandes objetos astrofísicos que por alguna razón no emiten mucha luz, con masas substancialmente mayores a aquellas de los WIMPs. Originalmente este acrónimo se acuñó pensando en objetos bariónicos pero en la actualidad hay varios candidatos a Materia Oscura no bariónicos que se comportarían como MACHOs.

En la actualidad, los teóricos han desarrollado una gran cantidad de modelos con distintos candidatos a Materia Oscura. Existen candidatos bariónicos y no bariónicos con distintos tipos de interacciones. No todos caen en las categorías de WIMPs o MACHOs, pero estos son los que ocupan mayor interés en la literatura; además, también existen candidatos que corresponderían a ambos grupos.

Por otra parte, dado que la evidencia esencial de la existencia de Materia Oscura es el efecto gravitacional, existen alternativas que intentan explicar las observaciones sin postular siquiera la existencia de la Materia Oscura; en su lugar estas teorías consideran

modificaciones a la teoría de la gravedad (relatividad general). Existen algunas propuestas de teoría de este tipo siendo la dinámica newtoniana modificada [43] una de la más populares; sin embargo, estas teorías no han conseguido explicar por completo las propiedades de los cúmulos de galaxias así como el efecto de lente gravitacional observado.

2.1.5. Materia Oscura Escalar Singlete (SSDM).

SSDM es uno de los modelos más simples de Materia Oscura. Esta teoría se basa en una simetría Z_2 ($S \rightarrow -S$) y propone la adición de un campo escalar extra (S), a la teoría del Modelo Estándar, que represente la Materia Oscura y que tenga tan sólo interacción con el campo de Higgs [15, 16, 28, 42, 50]. Este campo escalar, tiene asociado un potencial

$$V = \frac{1}{2}\mu_S^2 S^2 + \frac{\lambda_S}{4}S^4 + \frac{1}{2}\lambda_{hS}S^2 h^2$$

donde μ_S , λ_S y λ_{hS} son parámetros arbitrarios, $(1/2)\mu_S^2 S^2$ se conoce como término de masa, $(\lambda_S/4)S^4$ es el término de autointeracción de las partículas escalares con sí mismo y $(1/2)\lambda_{hS}S^2 h^2$ corresponde a la interacción entre el campo escalar S y el doblete de Higgs h. Este potencial define a S como una partícula estable [16, 42] y por lo tanto, un buen candidato a Materia Oscura. El modelo Escalar Singlete es en esencia, la teoría más simple posible, consistente a altas energías que contiene un WIMP.

Después del rompimiento de simetría, el potencial tomaría la siguiente forma [15]:

$$V = \frac{1}{2}(\mu_S^2 + \lambda_{hS}v_{EW}^2)S^2 + \frac{\lambda_S}{4}S^4 + \lambda v_{EW}S^2 h + \frac{\lambda_{hS}}{2}S^2 h^2 \quad (2.4)$$

donde v_{EW} es el valor esperado en el vacío del campo de Higgs y $m_S^2 = \mu_S^2 + \lambda_{hS}v_{EW}^2$ es el valor al cuadrado de la masa de la partícula S. La interacción entre las partículas de Materia Oscura y el Higgs se representa con los diagramas de Feynman mostrados en la Figura 2.3. Estos vértices representan las interacciones posibles en primer orden de la expansión perturbativa; la Figura 2.3 (a) muestra la interacción de una partícula de Higgs con dos partículas S, mientras la Figura 2.3 (b) representa la interacción de dos Higgs con dos S. Nuestro caso de interés se da en la región $m_S < m_h/2$, aquí el decaimiento $h \rightarrow SS$ es permitido y, por lo tanto, en la simulación se estudia la señal que dejarían en el detector eventos con dos partículas escalares de Materia Oscura que provienen del decaimiento de un bosón de Higgs producido en la colisión de protones.

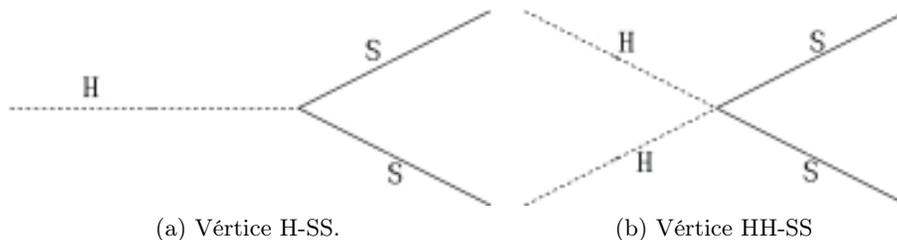


Figura 2.3: Vértices del modelo.

El modelo contiene tres parámetros; unos de ellos es la constante de autointeracción

(λ_S), la cual no tiene ningún efecto en la dinámica del proceso que se va a estudiar y por lo tanto nos quedamos sólo con los otros dos parámetros que son la masa de la partícula S, y la constante de acoplamiento de la interacción entre el campo escalar de Materia Oscura y el campo de Higgs. Existen diversos estudios fenomenológicos que han encontrado límites en el espacio de parámetros de este modelo basándose en resultados experimentales de detección directa e indirecta [10, 16, 20, 25, 29, 39, 44, 46]. La Figura 2.4 muestra los límites actuales en este modelo. La curva sólida es la región excluída mientras la región en blanco es permitida. En el eje x se muestra el valor de la masa de la partícula S y en el eje y el logaritmo base 10 del valor de la constante de acople λ_{hS} . Cada color representa la región excluída por un experimento diferente. Xenon100 y Xenon1T son experimentos de detección directa que buscan detectar Materia Oscura a través retrocesos de núcleos de xenón debido a la interacción de estos con la Materia Oscura. La región en rojo se basa en el estudio del decaimiento $h \rightarrow SS$ en colisionadores de partículas. La región en gris se excluye debido a que en esta región la cantidad de partículas S en el universo sería mayor que toda la Materia Oscura que se ha observado en el Universo.

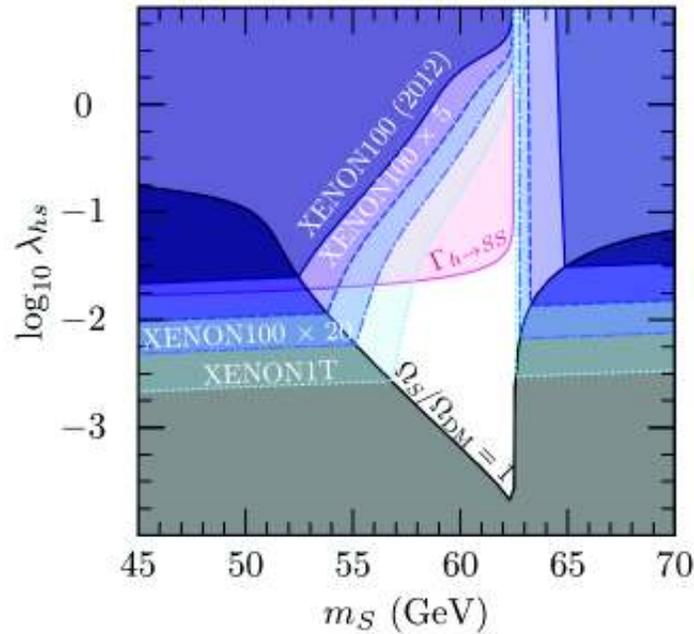


Figura 2.4: Límites en el espacio de parámetros del modelo de Materia Oscura Escalar Singlete [16]. La región en blanco está permitida. En el eje x se muestra el valor de la masa de la partícula S y en el eje y el logaritmo base 10 del valor de la constante de acople λ_{hS} . Cada color representa la región excluída por un experimento diferente. Xenon100 y Xenon1T son experimentos de detección directa que buscan detectar Materia Oscura a través retrocesos de núcleos de xenón debido a la interacción de estos con la Materia Oscura. La región en rojo se basa en el estudio del decaimiento $h \rightarrow SS$ en colisionadores de partículas. La región en gris se excluye debido a que en esta región la cantidad de partículas S en el universo sería mayor que toda la Materia Oscura que se ha observado en el Universo.

2.2. Fundamento Experimental

2.2.1. Colisionadores de partículas.

A medida que se ha alcanzado un conocimiento más profundo de los componentes básicos de la naturaleza, se ha requerido desarrollar experimentos cada vez más sofisticados. La razón de esto es que mientras más profundo se quiere investigar a la materia, mayor energía es requerida. Ya conocemos las partículas que componen la materia ordinaria presente en la naturaleza, así que si queremos ver algo nuevo, necesitamos producirlo. La manera de hacer esto es sugerida por uno de los principios fundamentales de la relatividad, $E = mc^2$, de acuerdo a la cual podemos colisionar partículas masivas y observar qué otro tipo de materia se genera a partir de la energía disponible. Después del descubrimiento del muón y las observaciones de rayos cósmicos, los físicos empezaron a usar aceleradores de partículas, el último de estos es el Gran Colisionador de Hadrones (LHC, por sus siglas en inglés Large Hadron Collider). El LHC fue construido para colisionar protones a una energía en el centro de masa de 14 TeV, es el acelerador de partículas de mayor energía en el mundo.

El CERN

La organización Europea para la investigación nuclear (CERN, por sus siglas en francés “Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire”), es una organización que opera el laboratorio de física de partículas más grande del mundo. Se encuentra en la frontera franco-suiza y está formada por 22 estados miembros.

El término CERN también se usa para referirse al laboratorio. Su principal función es proveer de aceleradores de partículas y otra infraestructura necesaria para la investigación de física de altas energías. Numerosos experimentos se han construido en el CERN, lo cual a llevado a tener varios logros científicos como el descubrimiento de los bosones W^\pm , Z, de la violación CP y el reciente descubrimiento del tan buscado bosón de Higgs en el año 2012. Además el CERN también es el lugar de nacimiento del internet (World Wide Web).

El Ecuador, con la Escuela Politécnica Nacional y la Universidad San Francisco de Quito son parte del experimento CMS del CERN desde el año 2016. Por esa razón en este trabajo se realizarán la simulaciones de respuesta de este detector en específico, a continuación se da una breve descripción de este.

El detector CMS

El Solenoide Compacto de Muones (CMS, por sus siglas en inglés, Compact Muon Solenoid) es un detector de propósito general en el Gran Colisionador de Hadrones. El CMS tiene un amplio programa científico que va desde estudiar el Modelo Estándar (incluyendo el bosón de Higgs) hasta buscar dimensiones extra y partículas que podrían componer la

Materia Oscura.

El detector CMS está construido alrededor de un magneto solenoide gigantesto. Tiene la forma de una bobina cilíndrica hecha de cable superconductor que genera un campo de 4 Teslas, es decir, alrededor de 100000 veces el campo magnético de la Tierra. Este campo está confinado por un recubrimiento de acero de manera que el detector llega a pesar unas 14000 toneladas. El detector completo mide 21 metros de largo, 15 metros de ancho y 15 metros de alto.

En general, un detector de partículas consiste de varias capas de material que aprovechan las diferentes propiedades de las partículas para capturar y medir la energía y momento de cada una. El CMS está constituido por:

- Un sistema de alto rendimiento para detectar y medir muones.
- Un método de alta resolución para detectar y medir fotones y electrones (calorímetro electromagnético)
- Un sistema de rastreo central de alta calidad para obtener medidas precisas del momento de las partículas.
- Un calorímetro hadrónico, diseñado para envolver por completa la colisión y medir la energía de los hadrones.

A continuación se muestra un diagrama del detector con sus partes principales.

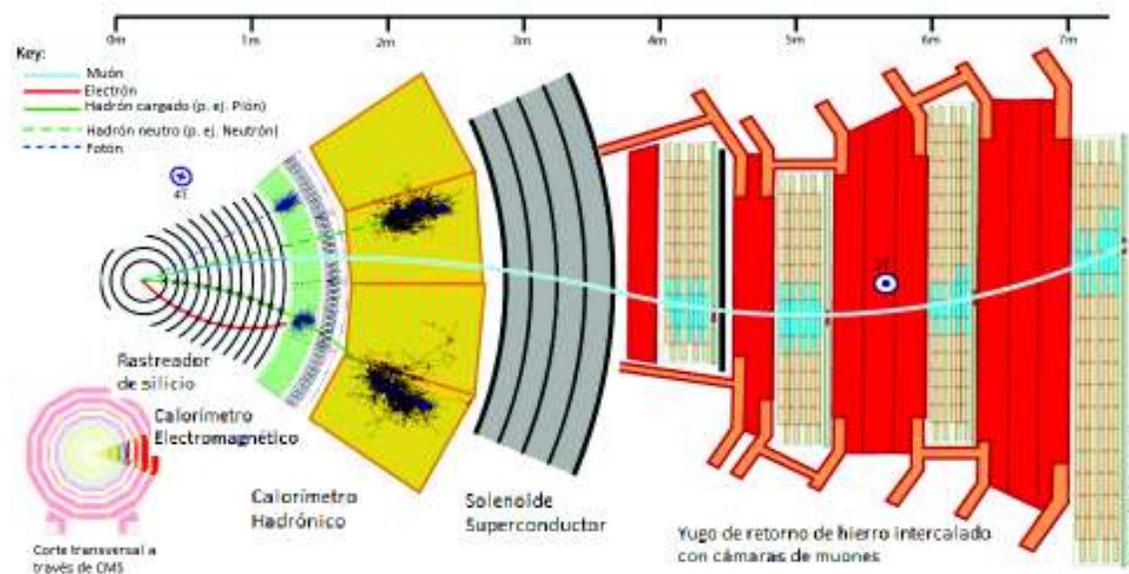


Figura 2.5: Corte del detector CMS con sus componentes principales. Los haces de partículas viajan en direcciones opuestas a lo largo del eje central y colisionan en el centro del detector [17].

En el análisis se utiliza un sistema de coordenadas esférico en el que la dirección del haz de protones se considera como el eje z, y las variables angulares azimutal (ϕ) y polar (θ) se toman de acuerdo a la Figura 2.6. Además, en lugar del ángulo polar θ se utiliza otra variable, llamada pseudorapidez, la cual es un invariante de Lorentz y está definida de la siguiente manera.

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.5)$$

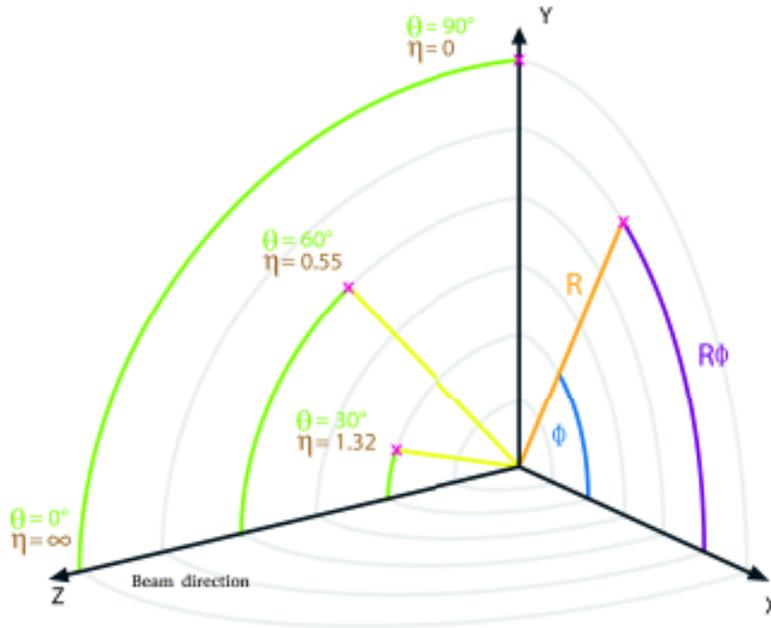


Figura 2.6: Sistema de coordenadas utilizado en el detector CMS.

Sistema de coordenadas utilizado en el detector CMS. El haz de protones viaja en la dirección del eje z. θ es el ángulo con el eje z y ϕ el ángulo con la proyección del vector en el plano x-y. La pseudorapidez, η , está definida en la Ecuación 2.5

Capítulo 3

Metodología

3.1. Introducción

Considerando que una teoría queda definida por los campos que contiene y las interacciones entre estos, a través de un lagrangiano, cada nueva teoría predice la existencia de partículas e interacciones adicionales a las existentes en el Modelo Estándar. En la actualidad, el número de teorías que intentan responder a los problemas abiertos de la física se incrementa rápidamente, y su correspondiente análisis es un trabajo necesario que con el tiempo se vuelve más grande.

A partir de un modelo en particular se puede obtener la sección eficaz para algún evento de interés (Sección 2.1.2) y buscar evidencia de que suceda en los experimentos. En la era en que vivimos existen grandes experimentos que buscan señales de física no conocida. Por esta razón, se requiere hacer predicciones hasta un nivel que permita una comparación directa con los datos experimentales.

Tratando las interacciones como perturbativas, el procedimiento para calcular la sección eficaz de un determinado proceso siempre será el mismo y, por lo tanto, se pueden implementar algoritmos computacionales que realicen este cálculo. A partir del lagrangiano se derivan las reglas de Feynman, se escriben todos los diagramas de Feynman para el proceso de interés, con estos se calculan los elementos matriciales, se halla su módulo al cuadrado y se multiplican por su peso en el espacio de fases y se integra. A partir de esta sección eficaz se simula el proceso de dispersión deseado. Las reglas de Feynman se pueden obtener en el programa LanHEP [49]. El generador de elementos matriciales CalcHEP (Calculations in High Energy Physics) [9] lee estas reglas y realiza un pseudo-experimento, en el que se obtiene un conjunto de eventos de dispersión fuerte, i.e. aquellos en que se produce una transferencia de momento grande, o se producen partículas masivas, a nivel de partón (interacciones entre quarks y gluones), con una distribución particular dada por la teoría. Cada evento contiene información del estado inicial y final del momento e identidad de cada una de las partículas que intervienen en el proceso. Posteriormente, esta información se introduce en un generador de eventos de propósito general, en este caso Pythia8 [53]. La comunicación entre estos programas se realiza a través del formato del

acuerdo de Les Houches [12]. Pythia8 genera eventos completos, incluyendo los efectos de fragmentación y hadronización de las partículas con carga de color, radiación de estado inicial y final, lluvias de partones, decaimientos, entre otros. Esta información se introduce en el simulador rápido de detector Delphes [22]. Aquí se simula las interacciones entre las partículas resultantes del proceso de hadronización con el material del detector y se obtienen los observables que mediría el detector frente a los procesos simulados. En la Figura 3.1 se ilustra los diferentes procesos que se generan en la colisión de protones, antes de que las partículas lleguen al detector. Vemos que, partiendo de los protones descritos por sus funciones de distribución partónica, se genera el proceso de dispersión fuerte y posteriormente la lluvia de partones, hadronización y decaimientos. A estos procesos se les debe añadir los eventos de dispersión suave que se producen en el cruce de los haces de protones.

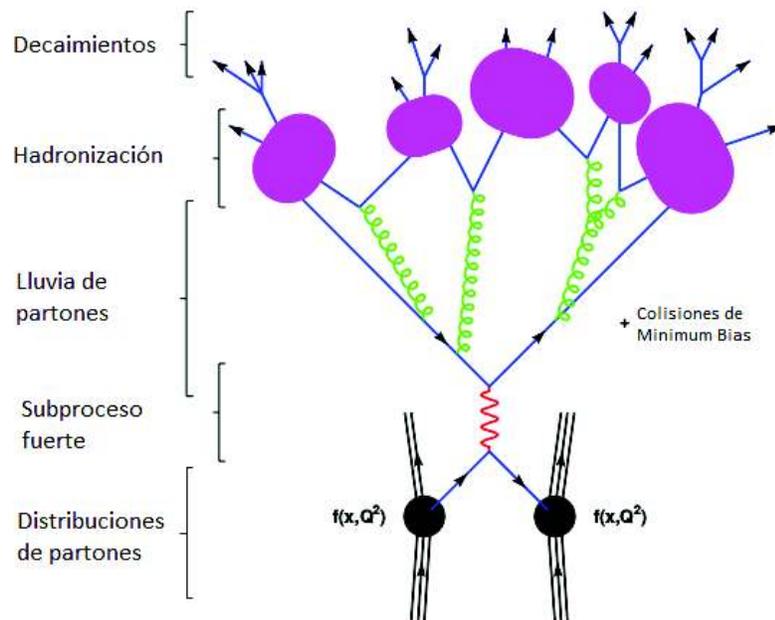


Figura 3.1: Secuencia de procesos generados en la colisión de protones.

Secuencia de procesos generados en la colisión de protones [24]. Vemos que, partiendo de los protones descritos por sus funciones de distribución partónica, se genera el proceso de dispersión fuerte y posteriormente la lluvia de partones, hadronización y decaimientos. A estos procesos se les debe añadir los eventos de dispersión suave que se producen en el cruce de los haces de protones.

La Figura 3.2 ilustra la metodología planteada, a través de un diagrama de flujo, junto con los principales programas usados en cada paso de la cadena de simulación. En un inicio se implementó el modelo en los programas LanHEP y FeynRules pero debido a un problema técnico en FeynRules no se pudo continuar con la cadena partiendo desde este programa. LanHEP y CacHEP pertenecen a un mismo paquete computacional llamado

CompHEP, así que debido a la compatibilidad entre estos dos y a que CalcHEP está diseñado especialmente para probar modelos más allá del Modelo Estándar se decidió usar este programa. Para la simulación de la hadronización, lluvia de partones y jets se eligió el software Pythia8 pues este es ampliamente usado en las simulaciones del CERN. Herwig [7, 8] está diseñado principalmente para probar procesos complejos de Cromodinámica Cuántica (QCD) los cuales no son de mayor interés en este análisis. ISAJET [45] es un programa similar a Pythia8 pero se decidió usar este último ya que usa el modelo de Hadronización de Lund, el cual es probablemente el más usado y confiado en la comunidad. Finalmente, para la simulación rápida del detector las principales opciones son Delphes y PGS [19], se decidió usar Delphes debido a que este es un programa más moderno, escrito por experimentalistas del detector CMS, que se considera más realista que PGS y además es considerablemente más rápido comparado con PGS.

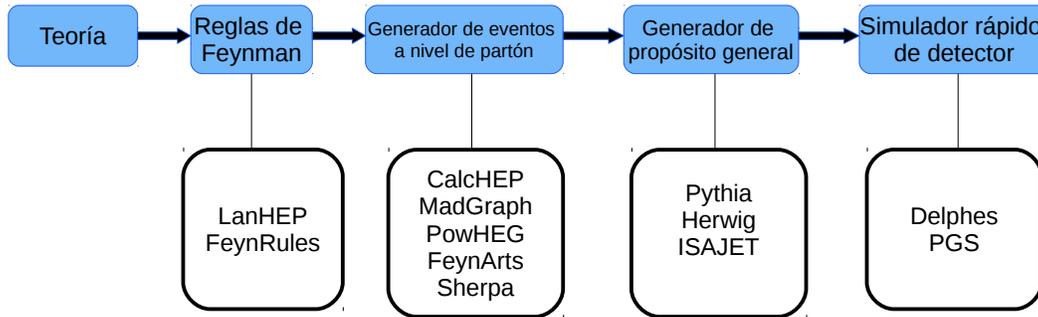


Figura 3.2: Cadena de simulación de Monte Carlo descrita en el texto..

En este trabajo, se simula el proceso de producción de Materia Oscura predicho por el modelo Singlete Escalar (señal) y se compara con un proceso de fondo (background) de creación de un par top-antitop, los cuales decaen en bosones W^\pm y un quark b ; a su vez estos bosones W^\pm decaen en un par de leptones. En un experimento como el LHC se podrían estar produciendo este tipo de partículas y debido a la falta de interacciones con las partículas del Modelo Estándar, la Materia Oscura sería detectada indirectamente como energía y momento que escapa del detector. Además estos procesos pueden generar

quarks y gluones debido a la llamada radiación de estado inicial y final que servirían para identificar este tipo de procesos. Por otra parte, en el proceso de fondo se generan neutrinos y quarks que generarían una señal muy similar a la de producción de -Materia Oscura, haciéndolos procesos competitivos. En las Figuras 3.3 (a) y 3.3 (b) se muestran los diagramas de Feynman de la señal y el proceso de fondo. En estos g simboliza gluones, t (\bar{t}) representa los quarks top (antitop), h es el Higgs, S son las partículas escalares singletes de Materia Oscura, q (\bar{q}) es un quark (antiquark), W^\pm son los bosones cargados de la interacción electro-débil, l^\pm representa un antileptón o leptón respectivamente, ν ($\bar{\nu}$) es un neutrino (antineutrino), b (\bar{b}) es el quark (antiquark) bottom.

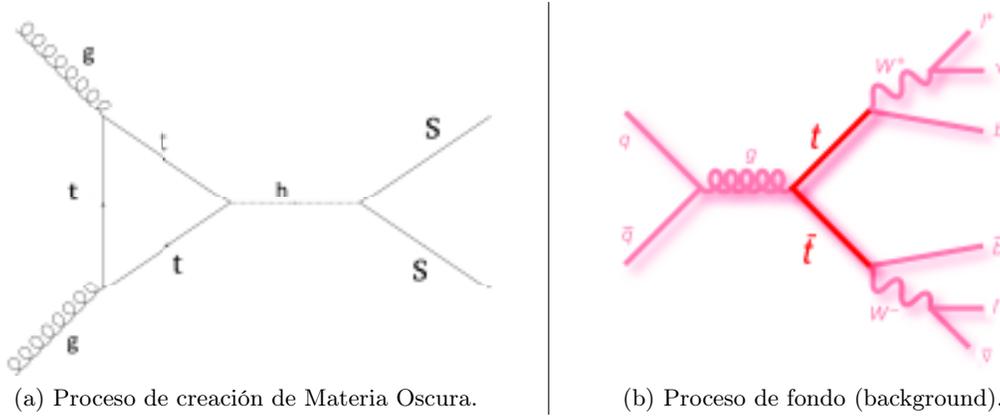


Figura 3.3: Diagramas de Feynman de los procesos simulados.

Diagramas de Feynman de los procesos simulados. g simboliza gluones, t (\bar{t}) representa los quarks top (antitop), h es el Higgs, S son las partículas escalares singletes de Materia Oscura, q (\bar{q}) es un quark (antiquark), W^\pm son los bosones cargados de la interacción electro-débil, l^\pm representa un antileptón o leptón respectivamente, ν ($\bar{\nu}$) es un neutrino (antineutrino), b (\bar{b}) es el quark (antiquark) bottom. El proceso de producción de Materia Oscura (a) se da a través del decaimiento $h \rightarrow SS$. El higgs proviene de la interacción un triángulo de tops generada por los gluones que forman los protones. El proceso de fondo (b) es la producción de un par top-antitop generados por un gluón formado a partir de un par quark-antiquark en la colisión de protones. Las partículas top (antitop) decaen en bosones W^+ (W^-) más un quark b (\bar{b}). A su vez los bosones W^\pm decaen en un par de leptones.

Es importante mencionar que cualquier descubrimiento de Materia Oscura realizado en un colisionador debería ser ratificado por detecciones directas o indirectas para probar que la partícula que se hubiera descubierto en un acelerador es de hecho la Materia Oscura de nuestro Universo.

3.2. Obtención de las reglas de Feynman.

Como se explica en la Sección 2.1.2, un diagrama de Feynman describe un término perturbativo de un proceso de interacción entre partículas. La probabilidad de que un evento particular ocurra se obtiene a partir de las reglas y los diagramas de Feynman. En esta Sección se describe el proceso de obtención de las reglas de Feynman del modelo de Materia

Oscura Escalar Singlete a través del programa LANHEP [49].

LanHEP es un programa que permite crear archivos de modelos para el generador de elementos matriciales CalcHEP, a partir de un lagrangiano proporcionado por el usuario. En este programa se definen las simetrías, las partículas o campos que intervienen y el lagrangiano. Entonces, el algoritmo realiza la transformada de Fourier, reemplazando las derivadas con el momento de las partículas, calcula las reglas de Feynman y genera los archivos de modelo antes mencionados, los cuales se usan en el siguiente paso de este estudio.

El programa contiene una biblioteca de modelos entre los que se encuentra el Modelo Estándar. En este están definidos todos los parámetros que intervienen en la teoría como el ángulo de mezcla de la teoría electrodébil, la matriz de mezcla de quarks (i.e. la matriz Cabibbo–Kobayashi–Maskawa), las constantes de acoplamiento de las interacciones, todos los campos de la teoría con sus respectivas propiedades (masa, color, espín, etc) y el Lagrangiano que describe todas las interacciones de estos. Para expandir este modelo se introduce el nuevo campo escalar con el que se trabajará y el Lagrangiano correspondiente. En el Apéndice A se detallan los pasos seguidos y el Apéndice B contiene el código utilizado.

3.3. Cálculo de secciones eficaces y generación de eventos a nivel de partón.

Los eventos a nivel de partón son aquellos en que se considera solamente la dispersión fuerte entre los quarks y gluones, sin considerar interacciones de la radiación de estado inicial y final, remanentes del haz, dispersión suave, etc. Con el modelo de Materia Oscura Escalar Singlete implementado, la simulación de estos eventos es el siguiente paso en el estudio.

CalcHEP [9] es un generador de eventos que permite la evaluación automática de secciones eficaces de producción y anchos de decaimientos en física de partículas elementales, en el menor orden de teoría de perturbación (i.e. la aproximación tipo árbol), a partir de varios modelos teóricos de física de partículas. CalcHEP puede simular procesos de colisión de altas energías, a nivel de partón, produciendo un conjunto de eventos hipotéticos con la distribución predicha por la teoría, es decir, con la frecuencia con la que se espera que estos ocurran en la naturaleza.

CalcHEP es muy flexible para trabajar con diferentes modelos más allá del Modelo Estándar. Algunos desarrollos previos se pueden encontrar en HEPMDB [11]. Las instrucciones para la implementación del modelo Escalar Singlete en este programa se encuentran en el Anexo C.

Se implementa el modelo en CalcHEP, y se procede a calcular la sección eficaz, con la

Ecuación 3.1, del proceso de producción de Materia Oscura y simular los eventos a nivel de partón. La Ecuación 3.1 es utilizada para calcular la sección eficaz y es llamada la ecuación maestra de las colisiones de hadrones. Se realiza un barrido en el espacio de parámetros, considerando la masa de la partícula escalar de Materia Oscura (m_S) en un intervalo entre 45 y 65 GeV, y la constante de acoplamiento de la interacción con el Higgs (λ_{hS}) entre 10^{-3} y 10^{-1} .

$$\sigma = \frac{1}{F} \sum_{a,b} \int dPS^n dx_a dx_b f_{a/p}(x_a) f_{b/p}(x_b) \overline{|M_{fi}|^2}. \quad (3.1)$$

Esta ecuación es la base para el estudio fenomenológico de una teoría en un acelerador de partículas. Aquí $f_{i/p}$ es la llamada función de distribución partónica, la cual da la probabilidad de que el protón tenga un partón (quark o gluón) i con momento entre x_i y $x_i + dx$, M_{fi} es la amplitud de probabilidad discutida en la Sección 2.1.2, la cual se calcula a partir de las reglas de Feynman obtenidas. La suma se realiza sobre todos los quarks y gluones, y la integral se realiza en el espacio de fases.

3.3.1. Simulación de eventos

El proceso que se simula es el de creación de una partícula de Higgs y su posterior decaimiento en dos partículas de Materia Oscura (Figura 3.3 (a)). Este proceso se compara con el de producción de un par top-antitop y su decaimiento en leptones (Figura 3.3 (b)), debido a que la respuesta del detector generada por estos eventos es muy similar entre sí.

CalcHEP lee las reglas de Feynman de los archivos del modelo implementados previamente, y se procede a realizar la simulación. El primer paso es muestrear el espacio de fases, este espacio es un hiper cubo generado por los grados de libertad del modelo. La muestra se define utilizando un generador de números aleatorios uniformemente distribuidos, a los elementos de la muestra se los llama eventos candidato. Para cada evento candidato se calcula la sección eficaz diferencial (o peso del evento) dada por el integrando de la Ecuación 3.1. La integral de estas secciones eficaces diferenciales se aproxima utilizando el promedio del peso de muchos eventos ($\langle d\sigma \rangle$). Para reducir el error en los cálculos, CalcHEP utiliza el algoritmo Vegas, el cual genera una muestra en el espacio de fases, luego calcula la integral, y a continuación genera otra muestra, mejorándola, y vuelve a calcular la integral; el programa hace esto N veces (N es definido por el usuario dependiendo del caso) de manera que los puntos usados en el cálculo son aquellos que más contribuyen a la integral.

Hasta aquí, los eventos candidatos están distribuidos con una forma plana en el espacio de fases. Para generar eventos con la distribución predicha por la teoría se utiliza el método de aceptación y rechazo (también conocido como el método de Von Neumann) [41]. Este método utiliza el máximo del peso de los eventos ($d\sigma_{max}$). Para cada evento candidato se calcula la relación entre el peso del evento con el máximo $d\sigma/d\sigma_{max}$, esta relación se compara con un número g aleatorio uniforme en el intervalo $[0,1]$. Los eventos para los

cuales el radio excede al número aleatorio ($d\sigma/d\sigma_{max} > g$) se aceptan; los demás se rechazan. Los eventos aceptados tienen la distribución predicha y representan el resultado de un experimento “virtual” de colisión de protones.

CalcHEP consiste de dos módulos: uno simbólico y uno numérico. En la sesión simbólica se calcula analíticamente los cuadrados de los elementos matriciales para exportarlos como código en C, el cual es leído posteriormente en la sesión numérica. En la sesión numérica se realiza la evaluación de la integral sobre todo el espacio de fases para determinar la sección eficaz, o ancho de decaimiento buscado. También se pueden generar histogramas para producir distribuciones cinemáticas tomando en cuenta cortes dadas por el usuario.

Estos cálculos se pueden efectuar a partir de una sesión interactiva en una interfaz gráfica o a través de un script en lenguaje Perl (conocido como interfaz batch), en el cual se introduce todas las características del proceso a simular para que el programa haga los cálculos requeridos. Cuando se quiere escanear una región del espacio de parámetros, se requiere cálculos largos y complejos, y aparecen limitaciones para hacerlos a través de la interfaz gráfica del programa; por esta razón se utilizó la interfaz batch. A través de esta interfaz se puede automatizar las corridas del programa para que se realicen los cálculos requeridos. En el Anexo C se encuentra el código utilizado para la simulación de los eventos de la señal y en el Apéndice E se tiene el código para los eventos del background.

3.4. Simulación de la Hadronización.

3.4.1. Hadronización, lluvia de partones y jets.

A partir de los eventos de dispersión fuerte generados en la Sección 3.3, se aplican efectos de QCD de orden mayor, permitiendo a los quarks /antiquarks ramificarse en pares de quarks-gluones, y a los gluones generar pares quarks-antiquark o quark-quark. Los partones resultantes también se pueden ramificar, generando una lluvia (o cascada) de partones. El evento ahora está constituido por partículas elementales incluyendo quarks, antiquarks y gluones, los cuales no pueden existir de forma aislada debido al confinamiento de color. A continuación, el programa agrupa los partones con carga de color en hadrones, usando un modelo fenomenológico, llamado modelo de cuerdas de Lund [3], que está parametrizado en base a datos experimentales. Después de este proceso de Hadronización, el programa genera los decaimientos de vida corta de las partículas presentes. Como resultado se genera un cono estrecho de partículas llamado Jet. La reconstrucción de estos jets se realiza mediante los algoritmos K_t y $Anti - K_t$ [5], los cuales utilizan la información de varios subdetectores para agrupar partículas que tengan pequeñas diferencias en sus momentos.

3.4.2. Eventos subyacentes

Se conoce con el nombre de eventos subyacentes a aquellos que no provienen de la dispersión fuerte, pero que son observados en la colisión de hadrones. Estos eventos se pueden entender como remanentes de las interacciones de dispersión e involucran contribuciones de los procesos de dispersión fuerte y suave. Están formados por la radiación de estado inicial y final, remanentes del haz, interacciones de múltiples partones, ruido, entre otros.

En la simulación se utilizó el programa Pythia8 [53], el cual es un generador de eventos de propósito general para colisiones protón-protón, electrón-positrón y electrón-protón. Pythia8 contiene una librería con alrededor de 240 subprocesos, entre los que se incluye dispersión de $2 \rightarrow 2$ partones, sabores pesados, procesos elásticos y difractivos, procesos en los que intervienen fotones, los bosones Z^0 , W^\pm , quarks, gluones, y el Higgs, en menor orden de teoría de perturbación. En este programa se lee los eventos a nivel de partón en formato LHE [12] y se generan eventos completos.

3.5. Simulación de la señal del detector.

Las partículas generadas en los procesos descritos en la Sección 3.4 son las que interactúan con el material del detector. Delphes [22] es un simulador rápido de detector que contiene los modelos de estas interacciones. Delphes toma como entrada los eventos completos generados en Pythia8 y simula la reacción del Detector CMS; como resultado se obtiene un archivo en formato ROOT [13] con las observables que se miden en un detector.

El primer paso de esta simulación es la propagación de partículas de vida larga dentro de un campo magnético uniforme paralelo a la dirección del haz. A continuación, las partículas llegan a los calorímetros, Delphes utiliza una segmentación espacial finita para simular estos subdetectores, tomando en cuenta la resolución de cada uno. En el siguiente paso, el programa utiliza la información del rastreador y de los calorímetros para reconstruir los eventos del flujo de partículas. Delphes contiene modelos parametrizados de los procesos descritos anteriormente, es decir, utiliza un modelo empírico de la reacción del detector generada por los diferentes eventos (simulación rápida) en lugar de realizar una simulación completa de la interacción de las partículas con el material del detector a través de las llamadas ecuaciones de transferencia (simulación completa). Este método de simulación rápida nos ahorra mucha capacidad computacional, siendo entre 100 – 1000 veces más rápido que la simulación completa [51].

3.5.1. Eventos de Minimum Bias

Los eventos de “Mínimo Sesgo” (en inglés, Minimum Bias) son eventos de dispersión suave que se producen en el cruce entre los haces de protones, estos se asocian al efecto conocido como Pile Up [1]. En el experimento ya se han medido las distribuciones promedio de partículas en estos eventos estudiando la respuesta producida cuando los haces pasan uno junto al otro sin que suceda una colisión fuerte. Estas distribuciones están cargadas en el software Delphes y a partir de estas se puede generar una muestra de eventos de este tipo, los cuales se introducen en la simulación para obtener un resultado más realista de la señal obtenida.

En nuestro análisis, al estudiar jets de baja energía, estos podrían provenir de eventos de Minimum Bias o de radiación generada por partones y sería difícil discriminarlos, por esta razón es importante introducir el “Pile Up” en la simulación.

Capítulo 4

Análisis de resultados

El resultado final de la cadena de simulación es un archivo en formato Root [13] con la información de la respuesta del detector CMS frente a los eventos producidos.

Root [13] es un entorno de trabajo para análisis de datos basado en C++. Esta es la herramienta estándar que se usa en el CERN y muchos otros laboratorios y experimentos de física de partículas para el análisis de grandes cantidades de datos [13].

La información dentro del archivo está almacenada en lo que se llama formato de árbol. Una de las ramas de este árbol es la de las partículas, donde se almacena la información de todas las partículas que fueron detectadas. Hay otras ramas donde se almacena información específica de cierto tipo de partículas como electrones, hadrones, fotones.

4.1. Selección de Eventos

El primer paso es graficar histogramas de algunas variables dinámicas que nos permitan entender el comportamiento de las partículas de Materia Oscura en la simulación y a partir de esto buscar una o más variables que nos permitan discriminar la señal del proceso de fondo estudiado. Para esto se implementó un código en C++ que lee uno a uno los eventos, obtiene los valores de interés del archivo Root, llena algunos histogramas y genera otro archivo en formato Root con los resultados obtenidos. Luego, se utiliza otro código que une los gráficos de la señal y el background para poder compararlos. Todos los programas desarrollados por el autor de este trabajo, para el análisis, se encuentran en el siguiente repositorio de GitHub: https://github.com/PabloGitHub93/Analisis_tesis.git.

Se estudiaron las siguientes variables:

- 1) Momento transversal (perpendicular a la dirección del haz) del primer y segundo jet más energético de cada evento.

2) Energía perdida, MET,

$$\mathbf{MET} = - \sum_i \mathbf{p_{T,i}},$$

donde $\mathbf{p_{T,i}}$ es el momento transversal de las partículas producidas en el evento.

3) Distribución angular azimutal (ϕ) de la energía perdida.

4) Pseudorapidez de la energía perdida (η).

5) Diferencia en pseudorapidez entre cada par de partículas de Materia Oscura S y cada par top-antitop.

6) Momento transversal de las partículas S y de los top, antitop.

7) Distribución angular azimutal (ϕ) de las partículas S y de los top, antitop.

8) Pseudorapidez de las partículas S y de los top, antitop.

A partir del barrido realizado en el espacio de parámetros, se determinó que, en el rango estudiado, la sección eficaz es más sensible al valor de la constante de acoplamiento (λ_{hS}) que al de la masa de la partícula escalar S. Basados en esto se decidió estudiar el caso en que la masa es igual a 60 GeV, variando el parámetro λ_{hS} entre 10^{-3} y 10^{-1} . En este intervalo se tiene una región permitida y una excluida como se mostró en la Figura 2.4. Se muestran los resultados obtenidos para una masa de 60 GeV, y una constante de acoplamiento igual a 10^{-3} , para mostrar el comportamiento de las partículas simuladas. En el eje x de cada gráfico se muestra una de las 8 variables enumeradas anteriormente y, en el eje y un conteo relativo del número de eventos ($\# \text{eventos} / \text{máximo } \# \text{ de eventos}$), es decir, los siguientes resultados están normalizados respecto al máximo de cada uno para observar diferencias en la forma de las curvas de la señal y el proceso de fondo. Se observa que la respuesta del detector a los dos procesos es bastante similar.

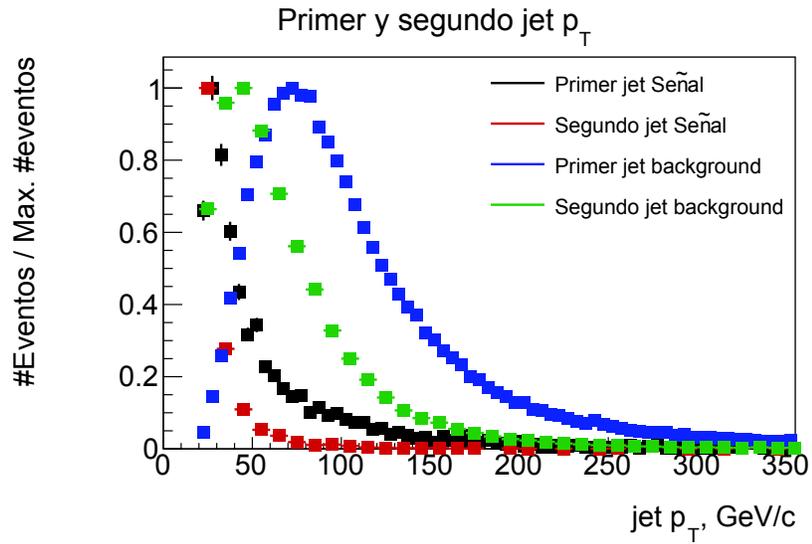


Figura 4.1: Momento del primer y segundo jet más energéticos. En negro y rojo se muestran el primer y segundo jet de la señal, respectivamente, mientras en azul y verde se muestran el primer y segundo jet del background, respectivamente.

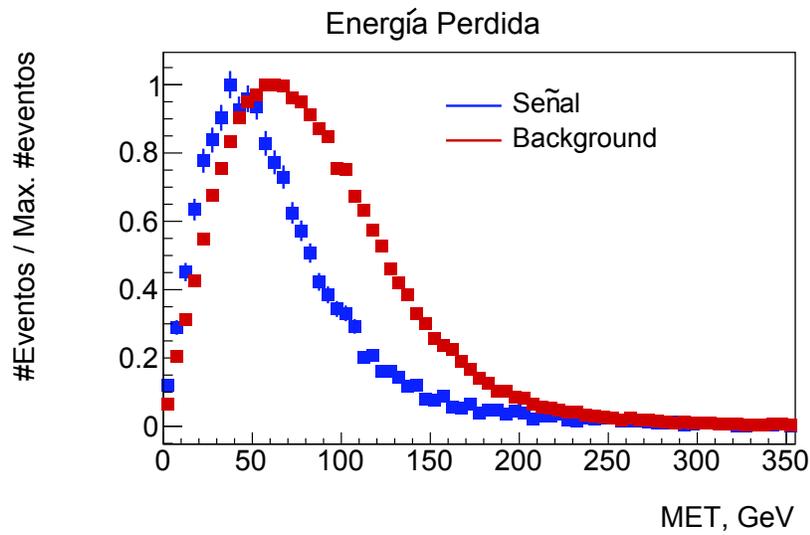


Figura 4.2: Energía perdida. En azul se muestra la señal, y en rojo el background.

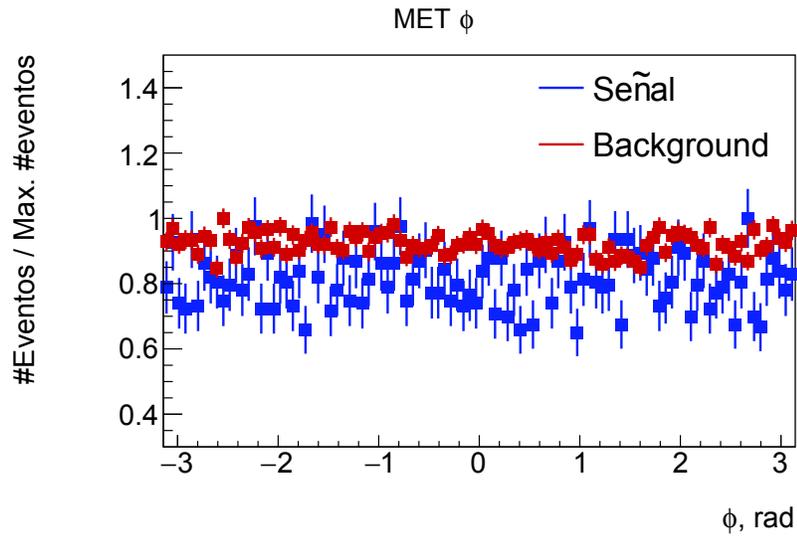


Figura 4.3: Distribución angular azimuthal (ϕ) de la energía perdida. En azul se muestra la señal, y en rojo el background.

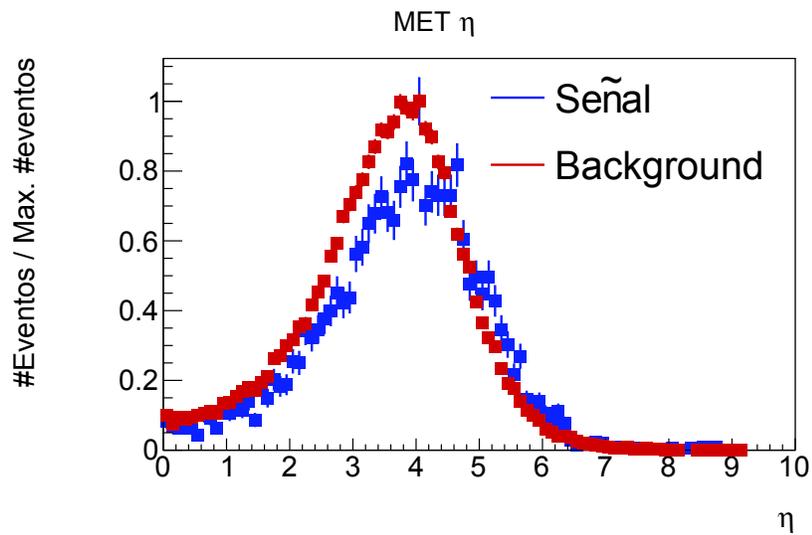


Figura 4.4: Pseudorapidez (η) de la energía perdida. En azul se muestra la señal, y en rojo el background.

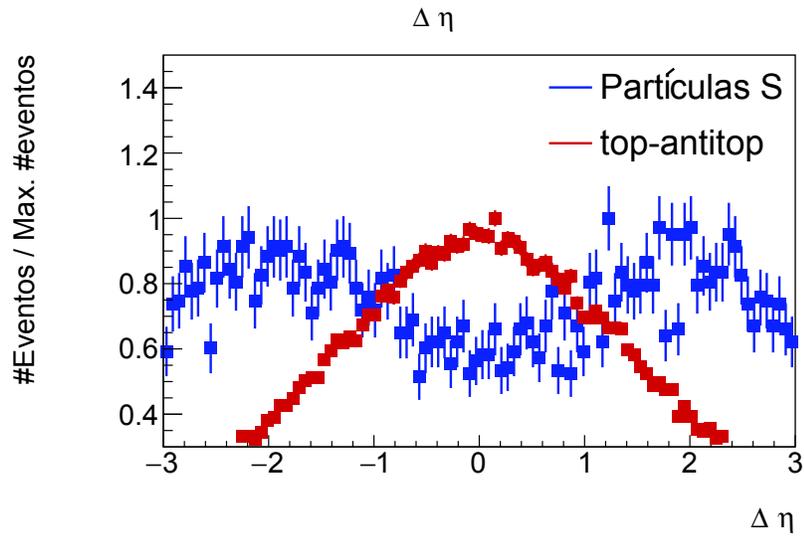


Figura 4.5: Diferencias en pseudorapidez de cada par de partículas escalares S y cada par top-antitop. En azul se muestra $\Delta\eta$ de la partículas S, y en rojo del par top-antitop.

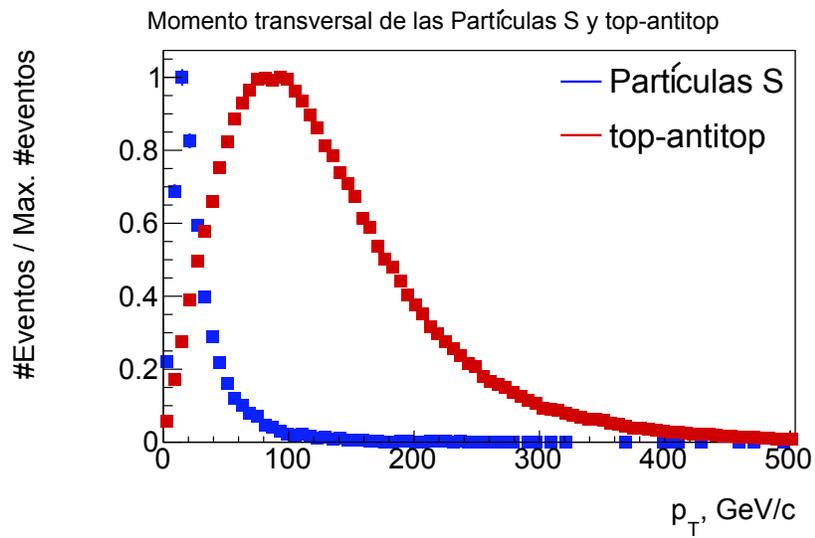


Figura 4.6: Momento transversal (p_T) de las partículas S y top-antitop. En azul se muestra $\Delta\eta$ de la partículas S, y en rojo del par top-antitop.

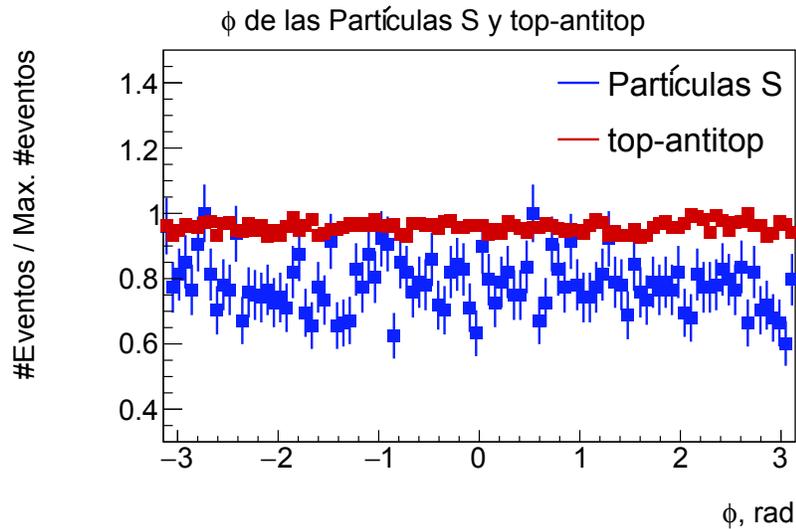


Figura 4.7: Distribución angular azimutal (ϕ) de las partículas S y top-antitop. En azul se muestra $\Delta\eta$ de la partículas S, y en rojo del par top-antitop.

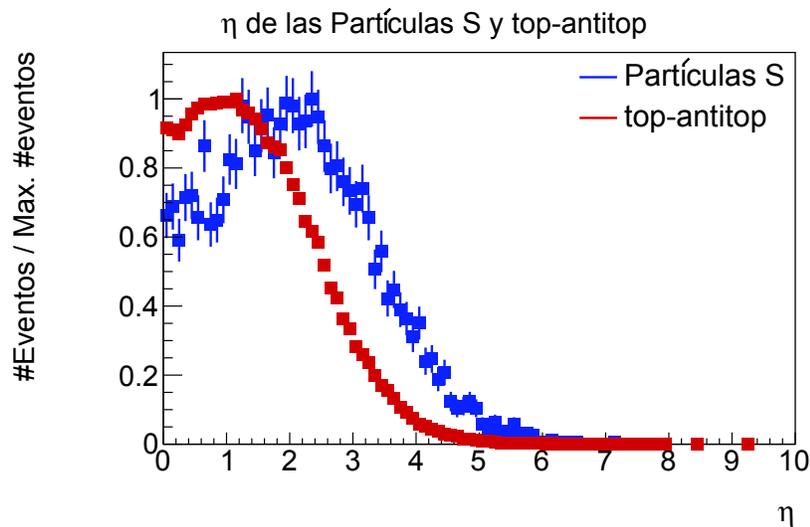
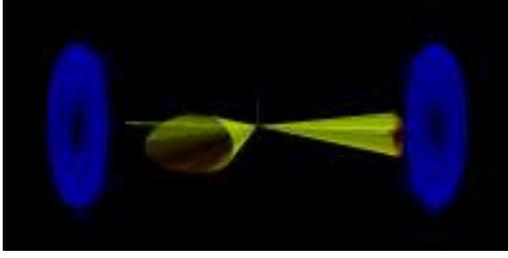
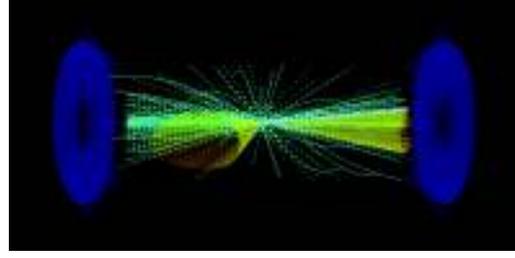


Figura 4.8: Pseudorapidez (η) de las partículas S y top-antitop. En azul se muestra $\Delta\eta$ de la partículas S, y en rojo del par top-antitop.

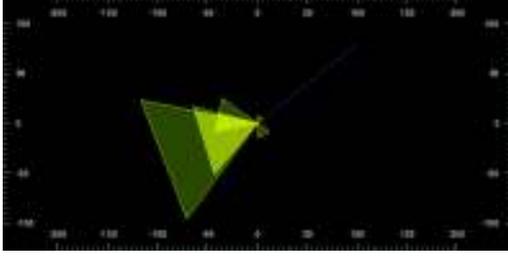
Los gráficos anteriores muestran el comportamiento de las partículas escalares en el experimento de dispersión. Además, con el visualizador de eventos del programa Delphes podemos obtener una idea intuitiva de los procesos que se están generando. A continuación se muestra uno de estos eventos.



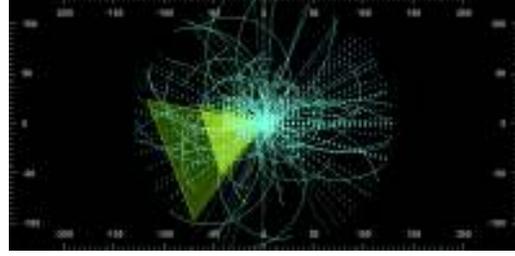
(a) amarillo se muestran los jets y en púrpura la energía perdida.



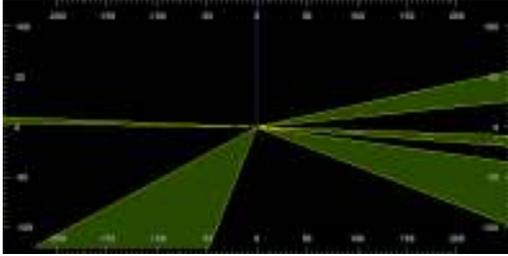
(b) Vista en 3D de un evento. En amarillo se muestran los jets, en púrpura la energía perdida y en azul todas las partículas generadas.



(c) Vista del plano $R-\phi$.



(d) Vista del plano $R-\phi$.



(e) Vista del plano $R-z$



(f) Vista del plano $R-z$

Figura 4.9: Visualización de un evento.

Visualización de un evento: (a) y (b) muestran una vista 3D con y sin eventos de Minimum Bias, respectivamente, (c) y (d) presentan una vista del plano $R - \phi$ y, (e) y (f) una vista del plano $R - z$. En amarillo se muestran los jets, en púrpura la energía perdida y en azul todas las partículas generadas en los eventos de Minimum Bias.

A partir de estos resultados, definimos las variables que se usarán en el análisis posterior. La simulación nos dice el comportamiento de cada partícula de Materia Oscura en cada evento pero esta información no se obtendría en el experimento, por lo tanto se deben utilizar variables que sean medidas por el detector. Debido a que las partículas de Materia Oscura escalar carecen de interacción fuerte o débil, estas escaparían del detector y serían detectadas indirectamente a través de la llamada energía perdida, es decir, al desbalance en energía (momento) que crearían. Por otra parte, al crearse las partículas escalares, también se pueden generar jets provenientes de la radiación de estado inicial y final; estos jets harían un retroceso (o recoil) desde el punto donde se generaron las partículas de Materia Oscura. Esto también se puede apreciar en la Figura 4.9. Por estas razones, nos concentramos en las variables: energía perdida, la diferencia en el ángulo azimutal entre la dirección de la energía perdida y la del jet más energético de cada evento $\Delta\phi = \phi_{MET} - \phi_{jet1}$, la distancia angular $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ entre la dirección de la energía perdida y la del jet más energético y la variable $ST = MET + \sum_{jets} |P_T|$; a veces llamada masa efectiva.

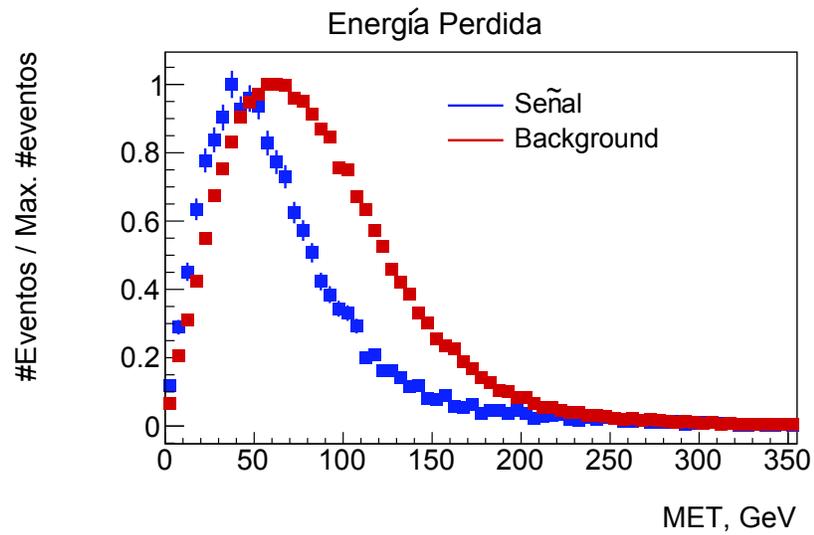


Figura 4.10: Energía Perdida. En azul se muestra la señal, y en rojo el background.

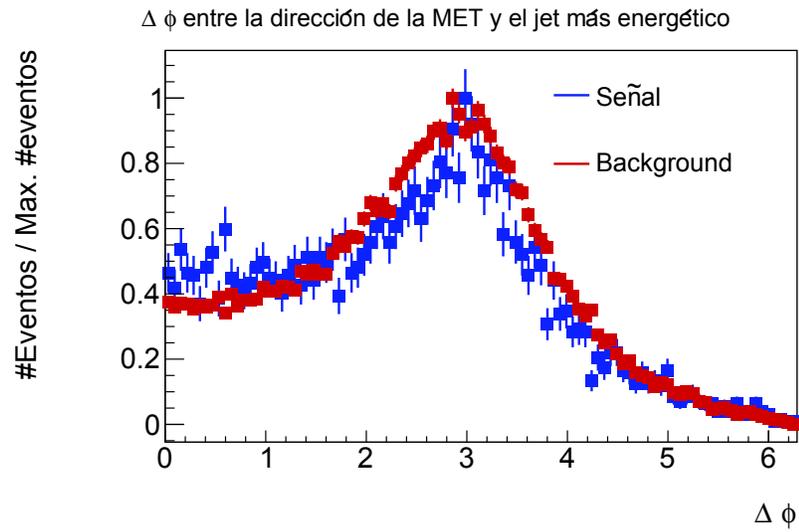


Figura 4.11: Diferencia angular azimutal ($\Delta\phi$) entre la energía perdida y el jet más energético del evento. En azul se muestra la señal, y en rojo el background.

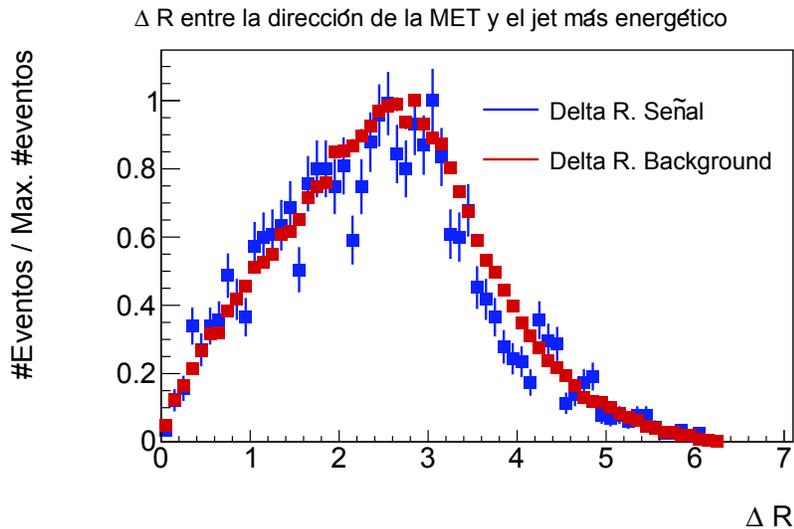


Figura 4.12: Distancia angular ΔR entre la energía perdida y el jet más energético del evento. En azul se muestra la señal, y en rojo el background.

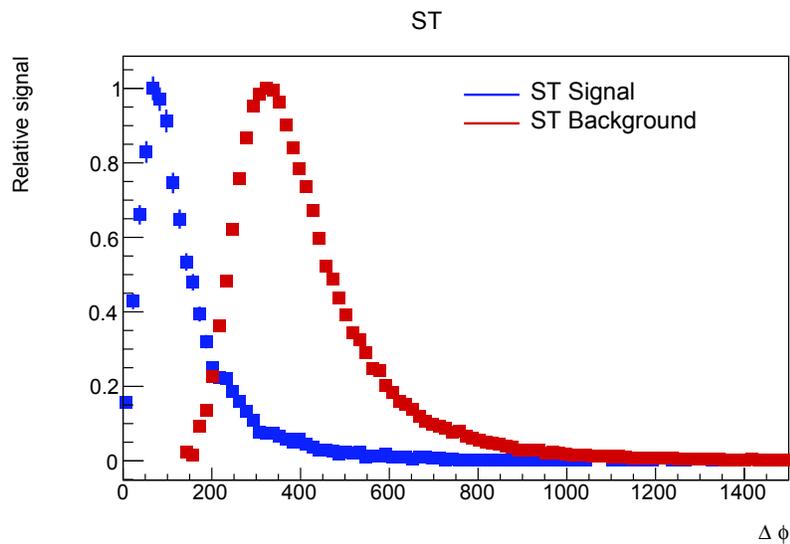


Figura 4.13: Variable ST . En azul se muestra la señal, y en rojo el background. Se observa que señal presenta un pico en un valor mucho menor que el background.

Comparando las Figuras 4.10, 4.11, 4.12 y 4.13 notamos que la energía perdida, la diferencia angular $\Delta\phi$ y la variable ΔR son muy similares entre la señal y el background, pero los picos de ST están considerablemente separados. Por esto, se decidió utilizar esta variable para realizar un análisis usando los siguientes cortes:

- 1) Se tomaron solamente los eventos en que la variable ST tiene un valor menor a 140.
- 2) Se tomaron eventos en los que se produjo al menos un jet.
- 3) Se seleccionaron los eventos en que se tiene más de 40 vértices (puntos donde las partículas colisionan e interactúan).

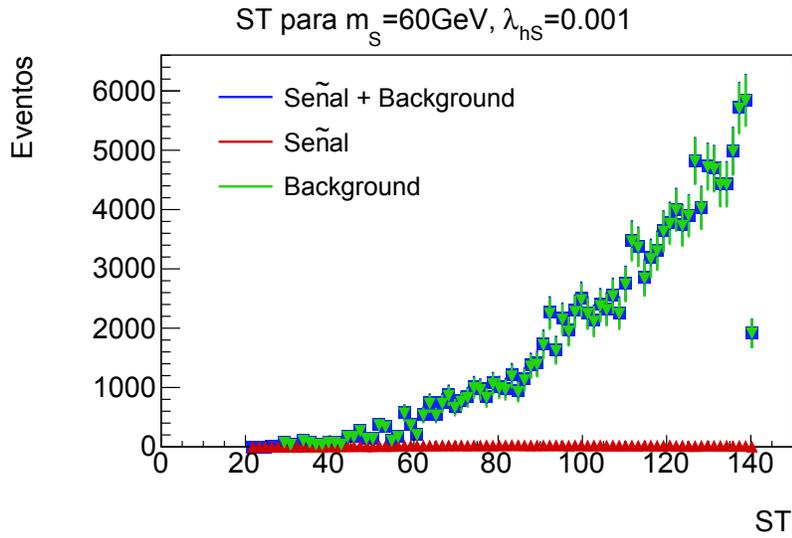


Figura 4.14: Variable ST para $m_S = 60 \text{ GeV}$ y $\lambda_{hS} = 0,001$. En verde se muestra el background, en rojo la señal y en azul señal + background.

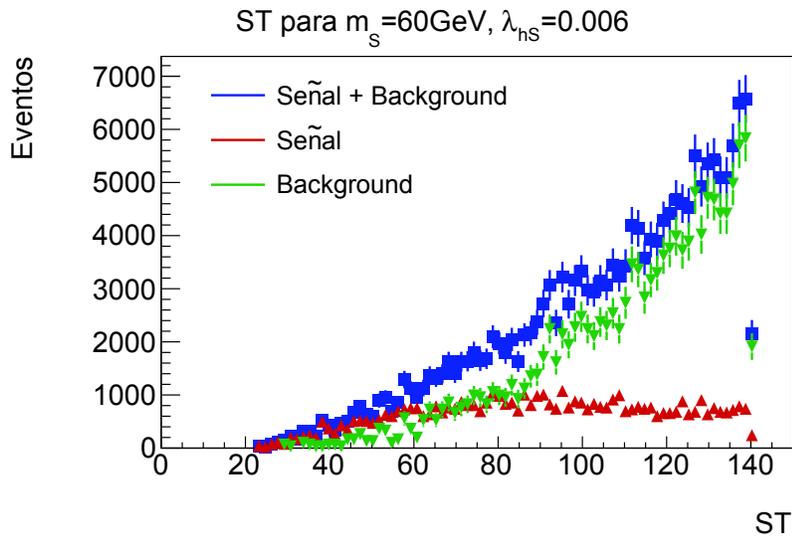


Figura 4.15: Variable ST para $m_S = 60 \text{ GeV}$ y $\lambda_{hS} = 0,006$. En verde se muestra el background, en rojo la señal y en azul señal + background.

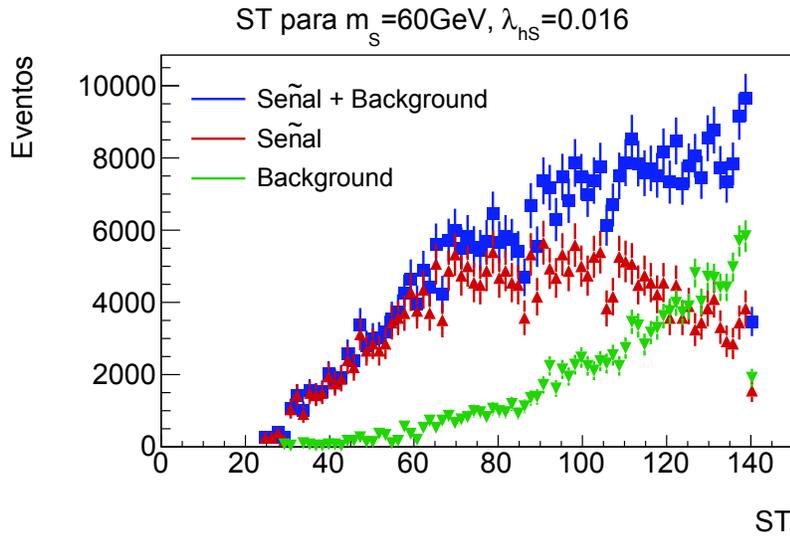


Figura 4.16: Variable ST para $m_S = 60$ GeV y $\lambda_{hS} = 0,016$. En verde se muestra el background, en rojo la señal y en azul señal + background.

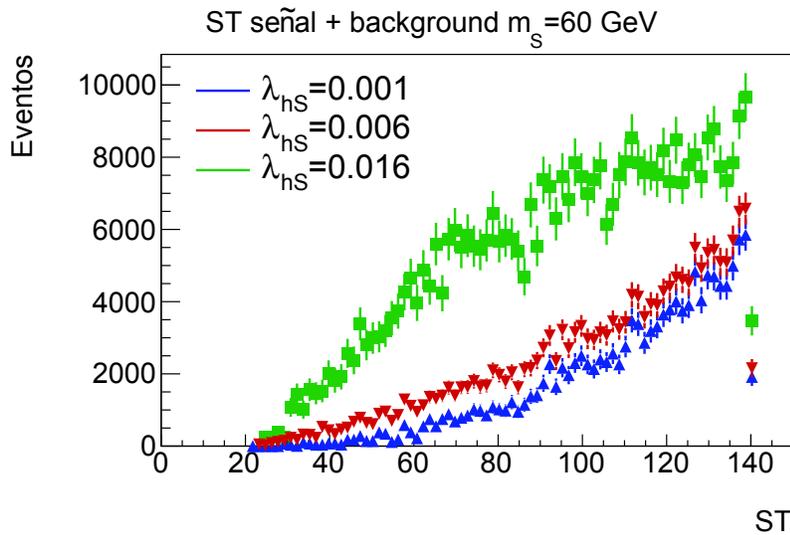


Figura 4.17: Variable ST Señal + Background. En azul se muestra el resultado para $\lambda_{hS} = 0,001$, en rojo $\lambda_{hS} = 0,006$ y en verde $\lambda_{hS} = 0,016$

Las Figuras 4.14, 4.15 y 4.16 muestran los resultados para $\lambda_{hS} = 0,001; 0,006; 0,016$. Se muestra en verde el background, en rojo la señal y en azul señal + background. Claramente la señal cuando $\lambda_{hS} = 0,001$ es demasiado pequeña y no se la puede discriminar del background. Cuando $\lambda_{hS} = 0,006$ la señal es perceptible. En el caso $\lambda_{hS} = 0,016$ la señal es mayor al background. La Figura 4.17 muestra el barrido en el espacio de parámetros, en el que podemos apreciar como cambia la variable ST al incrementar la constante de acoplamiento del modelo. Por otra parte, en algunos casos, la variable ST por sí sola podría no ser suficiente para discriminar la señal y el background; un estudio utilizando relaciones más complejas entre las variables se puede realizar mediante Análisis Multivariante. Este tipo de análisis utiliza una convolución entre las variables y mediante inteligencia artificial

(Redes Neuronales [23]) optimiza la separación de la señal y el proceso de fondo. En la Figura 4.18 se encuentra un ejemplo de los resultados utilizando las mismas variables que se utilizaron en el análisis descrito previamente, MET , $\Delta\phi$, ΔR , ST . Este cálculo se realizó utilizando distintos métodos de análisis multivariante a través del paquete de Root TMVA [32].

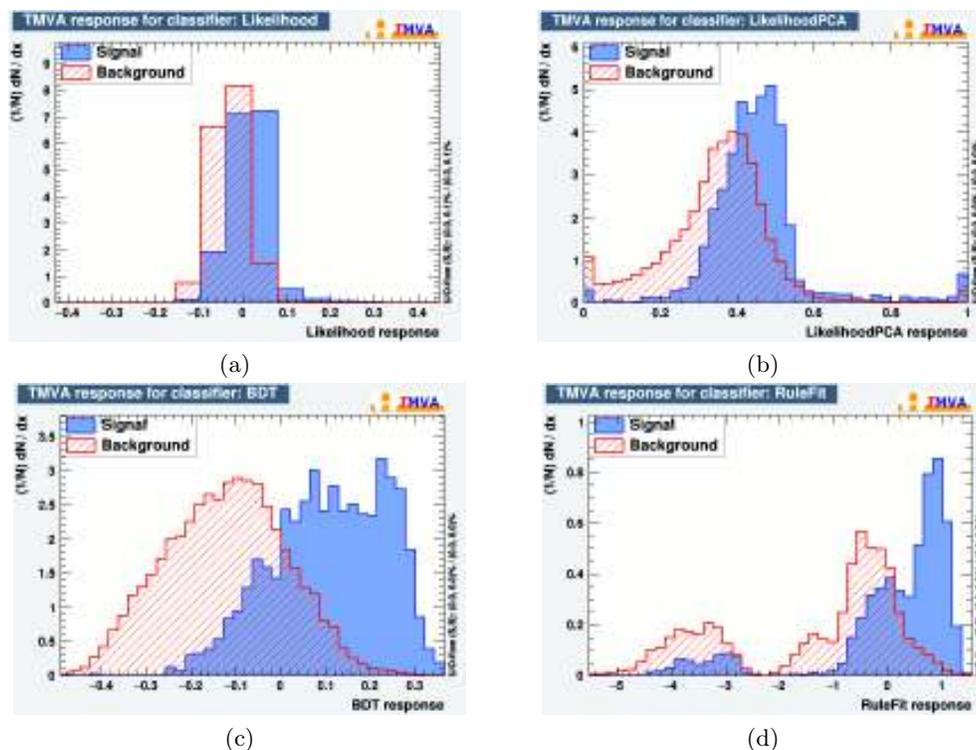


Figura 4.18: Ejemplo de resultados para diferentes clasificadores de análisis multivariante.

4.2. Incertidumbres sistemáticas

En el proceso de simulación, algunos parámetros del detector, como energía, momento o posición, se consideran con un valor fijo. Sin embargo, en la realidad existe una incertidumbre en cualquier medición que se realice. Esta incertidumbre se propaga durante todo el trabajo y es necesario tomarla en cuenta antes de concluir. Basándose en la recomendaciones de la colaboración CMS [52], se tomaron las siguientes contribuciones a la incertidumbre total:

- 1) Incertidumbre en la Luminosidad: La recomendación oficial del 2016 es del 2,6 % [52].
- 2) Correcciones en la energía de los Jets: La incertidumbre varía en el rango 0,0049-7,7 % [52].
- 3) Resolución de la energía de los Jets: La incertidumbre varía en el rango 0,0026-4,2 % [52].

- 4) Incertidumbre en el Pile Up: Se realizó un pequeño estudio, realizando la simulación con y sin eventos de minimum bias y contando los eventos que pasan los filtros del análisis descrito en la Sección 4.1. Se encontró una variación de entre el 13 – 16 % .

A partir de estas incertidumbres, se calculó una incertidumbre total, σ_{total}

$$\sigma_{Total} = \sqrt{\sum_i \sigma_i^2}. \quad (4.1)$$

La incertidumbre total calculada fue de 17 %. Este valor se usa en los siguientes cálculos.

4.3. Cálculo de límites

El límite superior es el valor mayor de sección eficaz que podría tener un determinado proceso sin que se pueda diferenciar de la señal. Dados un valor de eficiencia y de incertidumbre para la señal y para el proceso de fondo. Este límite se calcula simulando el resultado de conteo de eventos de la señal y background en base a una distribución de Poisson. En la región $10^{-3} \leq \lambda_{hS} \leq 10^{-2}$ se obtuvo un valor límite de 9,7 fb. En la región excluida ($10^{-2} \leq \lambda_{hS} \leq 10^{-1}$) el límite es cero, lo que significa que la producción de Materia Oscura sería evidente en los resultados. Sin embargo, dado que esta señal no se ha encontrado en los análisis experimentales, se concluye que no existen partículas de Materia Oscura en esa región.

Capítulo 5

Conclusiones y Recomendaciones

Se implementó la cadena de simulación propuesta en el modelo de Materia Oscura Escalar Singlete. Partiendo de su lagrangiano se obtuvieron computacionalmente las reglas de Feynman. A continuación se simularon eventos de Monte Carlo, a nivel de partón, del proceso de producción de Materia Oscura mostrado en la Figura 2.3 (a) y del proceso de fondo en la Figura 2.3 (b). A estos eventos se les añadió efectos de hadronización, lluvia de partones, radiación de estado inicial y final, y eventos subyacentes. Finalmente, se realizó la simulación rápida del detector CMS.

Este proceso de simulación se realizó variando la masa de la partícula propuesta en el rango $45 \leq m_S \leq 60$ GeV y la constante de acoplamiento en el rango $10^{-3} \leq \lambda_{hS} \leq 10^{-1}$. En esta región, la constante de acoplamiento es la que afecta mayormente al valor de la sección eficaz, y por esto se decidió fijar la masa en 60 GeV y estudiar cómo cambia la señal al variar la constante de acoplamiento.

La señal estudiada presenta un pico en la variable ST con un valor considerablemente diferente que el del proceso de fondo. Esta fue la variable clave en el análisis. Se muestran resultados para una constante de acoplamiento de $\lambda_{hS} = 0,001; 0,006; 0,016$ en los que vemos los cambios que se obtendría en el experimento. Para $\lambda_{hS} = 0,001$ la sección eficaz de producción de Materia Oscura sería muy pequeña y sería imposible discriminarla en el experimento. Si $\lambda_{hS} = 0,006$ el resultado varía notablemente y apenas se puede diferenciar la señal del background. Cuando $\lambda_{hS} = 0,016$ la sección eficaz de la señal es tan grande que sería evidente en el experimento. Sin embargo este tipo de señal no se ha encontrado en los análisis de los datos experimentales con lo que se excluye este punto en el espacio de parámetros (Figura 2.4). Se estimó una incertidumbre del 17% en el análisis y con esto se calculó un límite superior de 9,7 fb para la sección eficaz de producción de Materia Oscura.

Este manuscrito sirve como una guía de la cadena de simulación implementada. Siguiendo esta metodología se pueden realizar análisis de tipo fenomenológico que involucren a grupos de investigación locales, sin necesidad de grandes recursos computacionales.

Bibliografía

- [1] AAD, G., ET AL. Performance of pile-up mitigation techniques for jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C76*, 11 (2016), 581.
- [2] ADE, P. A. R., ET AL. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys. 571* (2014), A16.
- [3] ANDERSSON, B., GUSTAFSON, G., INGELMAN, G., AND SJOSTRAND, T. Parton Fragmentation and String Dynamics. *Phys. Rept. 97* (1983), 31–145.
- [4] APPELQUIST, T., CHODOS, A., AND FREUND, P. G. O., Eds. *MODERN KALUZA-KLEIN THEORIES*. 1987.
- [5] ATKIN, R. Review of jet reconstruction algorithms. *J. Phys. Conf. Ser. 645*, 1 (2015), 012008.
- [6] AYALA, E. *Curso General de Física Nuclear y de Partículas*. Escuela Politécnica Nacional, 2012.
- [7] BAHR, M., ET AL. Herwig++ Physics and Manual. *Eur. Phys. J. C58* (2008), 639–707.
- [8] BELLM, J., ET AL. Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note. *Eur. Phys. J. C76*, 4 (2016), 196.
- [9] BELYAEV, A., CHRISTENSEN, N. D., AND PUKHOV, A. CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model. *Comput. Phys. Commun. 184* (2013), 1729–1769.
- [10] BENITO, M., BERNAL, N., BOZORGNIA, N., CALORE, F., AND IOCCO, F. Particle Dark Matter Constraints: the Effect of Galactic Uncertainties. *JCAP 1702*, 02 (2017), 007.
- [11] BONDARENKO, M., BELYAEV, A., BLANDFORD, J., BASSO, L., BOOS, E., BUNICHEV, V., ET AL. High Energy Physics Model Database : Towards decoding of the underlying theory (within Les Houches 2011: Physics at TeV Colliders New Physics Working Group Report).
- [12] BOOS, E., ET AL. Generic user process interface for event generators. In *Physics at TeV colliders. Proceedings, Euro Summer School, Les Houches, France, May 21-June 1, 2001* (2001).

- [13] BRUN, R., AND RADEMAKERS, F. ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A* 389 (1997), 81–86.
- [14] BUCHMULLER, W., AND LUDELING, C. Field Theory and Standard Model. In *High-energy physics. Proceedings, European School, Kitzbuehel, Austria, August 21-September, 2005* (2006).
- [15] BURGESS, C. P., POSPELOV, M., AND TER VELDHUIS, T. The Minimal model of nonbaryonic dark matter: A Singlet scalar. *Nucl. Phys. B*619 (2001), 709–728.
- [16] CLINE, J. M., SCOTT, P., KAINULAINEN, K., AND WENIGER, C. Update on scalar singlet dark matter. *Phys. Rev. D* 88 (Sep 2013), 055025.
- [17] COLLABORATION, C. Cms detector diagram.
- [18] COMMONS, W. Standard model of elementary particles, 2006.
- [19] CONWAY, J. Pgs4 pretty good simulation of high energy collisions., 2006.
- [20] DAVOUDIASH, H., KITANO, R., LI, T., AND MURAYAMA, H. The New minimal standard model. *Phys. Lett. B*609 (2005), 117–123.
- [21] DAWSON, S. SUSY and such. *NATO Sci. Ser. B* 365 (1997), 33–80.
- [22] DE FAVEREAU, J., DELAERE, C., DEMIN, P., GIAMMANCO, A., LEMAÎTRE, V., MERTENS, A., AND SELVAGGI, M. DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment. *JHEP* 02 (2014), 057.
- [23] DENBY, B. Neural networks in high energy physics: A ten year perspective. *Computer Physics Communications* 119, 2 (1999), 219 – 231.
- [24] DOBBS, M. A., ET AL. Les Houches guidebook to Monte Carlo generators for hadron collider physics. In *Physics at TeV colliders. Proceedings, Workshop, Les Houches, France, May 26-June 3, 2003* (2004), pp. 411–459.
- [25] FARINA, M., PAPPADOPULO, D., AND STRUMIA, A. CDMS stands for Constrained Dark Matter Singlet. *Phys. Lett. B*688 (2010), 329–331.
- [26] FERMI, E. *Nuclear Physics*. University of Chicago Press, 1950.
- [27] FEYNMAN, R. P. Space-time approach to non-relativistic quantum mechanics. *Rev. Mod. Phys.* 20 (Apr 1948), 367–387.
- [28] GUO, W.-L., AND WU, Y.-L. The Real singlet scalar dark matter model. *JHEP* 10 (2010), 083.
- [29] HAM, S. W., JEONG, Y. S., AND OH, S. K. Electroweak phase transition in an extension of the standard model with a real Higgs singlet. *J. Phys. G*31, 8 (2005), 857–871.

- [30] HEISENBERG, W., AND PAULI, W. Zur quantendynamik der wellenfelder. *Zeitschrift für Physik* 56, 1 (Jan 1929), 1–61.
- [31] HEISENBERG, W., AND PAULI, W. Zur quantentheorie der wellenfelder. ii. *Zeitschrift für Physik* 59, 3 (Mar 1930), 168–190.
- [32] HOECKER, A., SPECKMAYER, P., STELZER, J., THERHAAG, J., VON TOERNE, E., VOSS, H., BACKES, M., CARLI, T., COHEN, O., CHRISTOV, A., DANNHEIM, D., DANIELOWSKI, K., HENROT-VERSILLE, S., JACHOWSKI, M., KRASZEWSKI, K., KRASZNAHORKAY, JR., A., KRUK, M., MAHALALEL, Y., OSPANOV, R., PRUDENT, X., ROBERT, A., SCHOUTEN, D., TEGENFELDT, F., VOIGT, A., VOSS, K., WOLTER, M., AND ZEMLA, A. TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis. *ArXiv Physics e-prints* (Mar. 2007).
- [33] HOLDOM, B., HOU, W. S., HURTH, T., MANGANO, M. L., SULTANSOY, S., AND UNEL, G. Four Statements about the Fourth Generation. *PMC Phys. A3* (2009), 4.
- [34] KUMERICKI, K. Feynman Diagrams for Beginners. *ArXiv e-prints* (Feb. 2016).
- [35] LANCASTER, T., AND BLUNDELL, S. J. *Quantum field theory for the gifted amateur*. Oxford University Press, Oxford, Apr 2014.
- [36] LANGACKER, P. Neutrino physics (theory). *Int. J. Mod. Phys. A20* (2005), 5254–5265. [,198(2004)].
- [37] LEPAGE, G. P. A new algorithm for adaptive multidimensional integration. *Journal of Computational Physics* 27, 2 (1978), 192 – 203.
- [38] LYKKEN, J. D. Beyond the Standard Model. In *CERN Yellow Report CERN-2010-002, 101-109* (2010).
- [39] MAMBRINI, Y., TYTGAT, M. H. G., ZAHARIJAS, G., AND ZALDIVAR, B. Complementarity of Galactic radio and collider data in constraining WIMP dark matter models. *JCAP* 1211 (2012), 038.
- [40] MANDL, F., AND SHAW, G. *Quantum Field Theory*. Wiley, 2010.
- [41] MARTINO, L., AND MÍGUEZ, J. Generalized rejection sampling schemes and applications in signal processing. *Signal Processing* 90, 11 (2010), 2981 – 2995.
- [42] MCDONALD, J. Gauge singlet scalars as cold dark matter. *Phys. Rev. D50* (1994), 3637–3649.
- [43] MILGROM, M. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *apj* 270 (july 1983), 365–370.
- [44] O’CONNELL, D., RAMSEY-MUSOLF, M. J., AND WISE, M. B. Minimal Extension of the Standard Model Scalar Sector. *Phys. Rev. D75* (2007), 037701.

- [45] PAIGE, F. E., PROTOPOPESCU, S. D., BAER, H., AND TATA, X. ISAJET 7.69: A Monte Carlo event generator for pp, anti-p p, and e+e- reactions.
- [46] PATT, B., AND WILCZEK, F. Higgs-field portal into hidden sectors.
- [47] PESKIN, M. E., AND SCHROEDER, D. V. *An Introduction To Quantum Field Theory*. Westview Press, 1995.
- [48] RYDER, L. H. *Quantum Field Theory*. Cambridge University Press, 1996.
- [49] SEMENOV, A. V. LanHEP: A Package for automatic generation of Feynman rules in field theory. Version 2.0.
- [50] SILVEIRA, V., AND ZEE, A. Scalar Phantoms. *Physics Letters B 161B* (1985).
- [51] SIMON DEAN, JON BUTTERWORTH, P. L. S. F. F.-P. S. F. M. M. S. S. M. A. B. J. W. Fast detector simulation specification and usage, 2009.
- [52] SIRUNYAN, A. M., ET AL. Search for supersymmetry in multijet events with missing transverse momentum in proton-proton collisions at 13 TeV.
- [53] SJÖSTRAND, T., ASK, S., CHRISTIANSEN, J. R., CORKE, R., DESAI, N., ILTEN, P., MRENNNA, S., PRESTEL, S., RASMUSSEN, C. O., AND SKANDS, P. Z. An Introduction to PYTHIA 8.2. *Comput. Phys. Commun.* 191 (2015), 159–177.
- [54] TAYLOR, J. R. *Classical mechanics*. University Science Books, 2005.
- [55] WEINBERG, S. *The quantum theory of fields*. Cambridge University Press, 2005.
- [56] WOITHE, J., WIENER, G. J., AND DER VEKEN, F. F. V. Let’s have a coffee with the standard model of particle physics! *Physics Education* 52, 3 (2017), 034001.
- [57] ZACKRISSON, E. *Quasars and Low Surface Brightness Galaxies as Probes of Dark Matter*. PhD thesis, Department of Astronomy and Space Physics, Uppsala University, Sweden, May 2005.
- [58] ZETTLI, N. *Quantum Mechanics Concepts and Applications*. Wiley, 2009.
- [59] ZWICKY, F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta* 6 (1933), 110–127.

Apéndice A

Implementación del modelo de Materia Oscura Singlete Escalar

Una vez que se tiene el programa listo procedemos a implementar el modelo MOSS a partir del Modelo Estándar previamente definido en LanHEP. El archivo utilizado se encuentra en el Anexo B.

- 1 Primero nos movemos al directorio *mdl* dentro de LanHEP
`cd mdl`
- 2 En este directorio se encuentra un archivo del modelo estandar con el nombre *stand.mdl*. Podemos ver el contenido de la carpeta tipeando
`ls`
- 3 Si queremos darle un vistazo al contenido del archivo podemos usar cualquier editor de texto, por ejemplo
`gedit stand.mdl`

En este archivo podemos ver como se implementa el modelo estandar en el programa. El lector puede revisar tanto como quiera el código pero recomiendo no hacer cambios en el archivo original. Si se tiene un conocimiento básico del modelo estandar, entender el código implementado no es una tarea difícil. Se empieza definiendo el Gauge con el que se trabajará y se definen los parámetros a utilizarse. Aquí encontramos, por ejemplo, el coseno del ángulo de Weinberg, los elementos de la matriz C-K-M y las constantes de acoplamiento de las interacciones, entre otros. A continuación se encuentran definidos los campos contenidos en la teoría. Aquí se definen el tipo de campo, los nombres, la masa y el ancho de decaimiento de cada uno. Una vez que están definidos todos los parámetros y los campos que intervendrán, se escribe el lagrangiano. El comando `lterm` declara un término del lagrangiano. Para el caso del Modelo Estándar se introducen las interacciones de los bosones gauge, las

de fermiones y bosones gauge, de quarks y gluones.

A continuación realizaremos algunas modificaciones al archivo del Modelo Estándar descrito anteriormente. Se recomienda realizarlas en un archivo de texto distinto al original, es decir copiar el código para el Modelo Estándar en un nuevo documento y hacer las modificaciones que se describen a continuación en este archivo.

- 4 En el archivo de modelo, a continuación de la línea 19 (use `sm_tex.`) escribir lo siguiente:

```
prtcprop pdg.  
  
prtcformat fullname:' Full Name ',  
name:' P ',  
aname:' aP ',  
pdg:' number ',  
spin2, mass, width, color, aux,  
texname:'>LaTeX P name <',  
atexname:'>LaTeX aP name <'.
```

Este código nos permite ingresar un nuevo campo de acuerdo al formato que se ha definido.

- 5 En nuestro caso trataremos con una matriz CKM de 3 dimensiones, el archivo del Modelo Estándar contiene condiciones para trabajar con dimensiones 2 o 1 que no nos son necesarios. Si se desea se pueden eliminar estas líneas (46-60).
- 6 A partir de la línea 65, están definidos todos los campos que intervienen en la teoría. Aquí se describen los fotones, bosones Z,W, gluones, leptones, quarks y el boson de Higgs. A continuación de estos campos del Modelo Estándar, declaramos nuestro campo escalar singlete asociado a la Materia Oscura.

```
scalar 'Si'/'Si':('S-singlet', mass MSi = 246).
```

- 7 Ahora asignamos un número para la identidad de nuestra partícula. Para evitar inconvenientes también declaramos todas las partículas del Modelo Estándar en base a los acuerdos existentes.

```
prtcprop pdg:(d=1, u=2, s=3,c=4, b=5, t=6, G=21, A=22, Z=23,  
'W+'=24, H=37, e1=11, n1=12, e2=13, n2=14, e3=15, n3=16, Si=26).
```

8 Finalmente debemos declarar el lagrangiano de interacción entre el campo escalar S y el campo de Higgs. A partir de la líneas 127 está declarado el lagrangiano del Modelo Estándar. A continuación de este podemos escribir

```
lterm (('Si'**2)*(MSi**2))/2.  
lterm (LS/4)*'Si'**4+L*246*H*'Si'**2.  
lterm (L/2)*(H**2)*'Si'**2.
```

9 Finalmente corremos el programa. Tipeamos

```
./lhep mdl/SM_Scalar.mdl -CalcHEP
```

Apéndice B

Código para la implementación del modelo de Materia Oscura Escalar Singlete

```
keys gauge_fixing=unitary.

do_if gauge_fixing=Feynman.
    model 'Stand. Model (Feyn. gauge)'/4.
do_else_if gauge_fixing=unitary.
    model 'Stand. Model plus Singlet (un. gauge)'/1.
do_else.
    write('Error: the key "gauge" should be either "Feynman" or "unitary".').
    quit.
end_if.

option ReduceGamma5=0.
let g5=gamma5.
use sm_tex.

prtcprop pdg.

prtcformat fullname:' Full Name ',
            name:' P ',
            aname:' aP ',
            pdg:' number ',
            spin2, mass, width, color, aux,
            texname:'> LaTeX P name <',
            atexname:'> LaTeX aP name < '.

parameter EE = 0.31333 : 'Electromagnetic coupling constant (<->1/128)',
```

```

GG = 1.117      : 'Strong coupling constant (Z point) (PDG-94)',
SW = 0.4740     : 'sin of the Weinberg angle (PDG-94,"on-shell")',
s12 = 0.221     : 'Parameter of C-K-M matrix (PDG-94)',
s23 = 0.040     : 'Parameter of C-K-M matrix (PDG-94)',
s13 = 0.0035    : 'Parameter of C-K-M matrix (PDG-94)'.

parameter LS = 0.9 : 'Strength of the S singlet self-interactions ',
L           = 0.1 : 'Strength of the S-Higgs interaction '.

parameter CW = sqrt(1-SW**2) : 'cos of the Weinberg angle '.

parameter c12 = sqrt(1-s12**2) : 'parameter of C-K-M matrix ',
c23 = sqrt(1-s23**2) : 'parameter of C-K-M matrix ',
c13 = sqrt(1-s13**2) : 'parameter of C-K-M matrix '.

parameter Vud = c12*c13           : 'C-K-M matrix element ',
Vus = s12*c13                     : 'C-K-M matrix element ',
Vub = s13                         : 'C-K-M matrix element ',
Vcd = (-s12*c23-c12*s23*s13)     : 'C-K-M matrix element ',
Vcs = (c12*c23-s12*s23*s13)     : 'C-K-M matrix element ',
Vcb = s23*c13                     : 'C-K-M matrix element ',
Vtd = (s12*s23-c12*c23*s13)     : 'C-K-M matrix element ',
Vts = (-c12*s23-s12*c23*s13)    : 'C-K-M matrix element ',
Vtb = c23*c13                     : 'C-K-M matrix element '.

OrthMatrix( { {Vud,Vus,Vub}, {Vcd,Vcs,Vcb}, {Vtd,Vts,Vtb}} ).

do_if gauge_fixing==Feynman.

vector
  A/A: (photon, gauge),
  Z/Z:( 'Z boson', mass MZ = 91.187, width wZ = 2.502, gauge),
  G/G: (gluon, color c8, gauge),
  'W+'/'W-': ( 'W boson', mass MW = MZ*CW, width wW = 2.094, gauge).

do_else.

vector
  A/A: (photon, gauge),
  Z/Z:( 'Z boson', mass MZ = 91.187, width wZ = 2.502),
  G/G: (gluon, color c8, gauge),
  'W+'/'W-': ( 'W boson', mass MW = MZ*CW, width wW = 2.094).

```

```

end_if.

spinor      n1:(neutrino , left),      e1:(electron),
            n2:( 'mu-neutrino ', left),  e2:(muon, mass Mm = 0.1057),
            n3:( 'tau-neutrino ', left),  e3:( 'tau-lepton ', mass Mt
= 1.777).

spinor      u:( 'u-quark ', color c3),
            d:( 'd-quark ', color c3),
            c:( 'c-quark ', color c3, mass Mc = 1.300),
            s:( 's-quark ', color c3, mass Ms = 0.200),
            t:( 't-quark ', color c3, mass Mtop = 170, width wtop = 1.442),
            b:( 'b-quark ', color c3, mass Mb = 4.300).

scalar H/H:(Higgs, mass MH = 200, width wH = 1.461).

scalar 'Si'/'Si':( 'S-singlet ', mass MSi = 246).

prteprop pdg:(d=1, u=2, s=3,c=4, b=5, t=6, G=21, A=22, Z=23, 'W+'=24, H=37, e1:

let l1={n1, e1}, L1={N1, E1}.
let l2={n2, e2}, L2={N2, E2}.
let l3={n3, e3}, L3={N3, E3}.

let q1={u, d}, Q1={U, D}, q1a={u, Vud*d+Vus*s+Vub*b}, Q1a={U, Vud*D+Vus*S+Vub*B}.
let q2={c, s}, Q2={C, S}, q2a={c, Vcd*d+Vcs*s+Vcb*b}, Q2a={C, Vcd*D+Vcs*S+Vcb*B}.
let q3={t, b}, Q3={T, B}, q3a={t, Vtd*d+Vts*s+Vtb*b}, Q3a={T, Vtd*D+Vts*S+Vtb*B}.

let B1= -SW*Z+CW*A, W3=CW*Z+SW*A, W1=( 'W+' + 'W-' )/Sqrt2,
      W2 = i*( 'W+' - 'W-' )/Sqrt2.

do_if gauge_fixing==Feynman.

let gh1 = ( 'W+.c' + 'W-.c' )/Sqrt2, gh2= i*( 'W+.c' - 'W-.c' )/Sqrt2,
      gh3= CW*'Z.c'+SW*'A.c', gh={gh1, gh2, gh3}.

let Gh1 = ( 'W+.C' + 'W-.C' )/Sqrt2, Gh2=i*( 'W+.C' - 'W-.C' )/Sqrt2,
      Gh3= CW*'Z.C'+SW*'A.C', Gh={Gh1, Gh2, Gh3}.

end_if.

```

let WW1 = {W1, W2 , W3}, WW = {'W+',W3, 'W-' }.

let g=EE/SW, g1=EE/CW.

% Self-interaction of gauge bosons

lterm -F**2/4 where

$$F = \text{deriv}^{\mu} B1^{\nu} - \text{deriv}^{\nu} B1^{\mu}.$$

lterm -F**2/4 where

$$F = \text{deriv}^{\mu} G^{\nu a} - \text{deriv}^{\nu} G^{\mu a} + i * GG * f_{SU3}^{abc} * G^{\mu b} * G^{\nu c}.$$

lterm -F**2/4 where

$$F = \text{deriv}^{\mu} WW1^{\nu a} - \text{deriv}^{\nu} WW1^{\mu a} - g * \text{eps}^{abc} * WW1^{\mu b} * WW1^{\nu c}.$$

% left fermion interaction with gauge fields

lterm anti(psi)*gamma*(1-g5)/2*(i*deriv-g*taupm*WW/2-Y*g1*B1)*psi
 where

$$\text{psi}=l1, Y=-1/2;$$

$$\text{psi}=l2, Y=-1/2;$$

$$\text{psi}=l3, Y=-1/2;$$

$$\text{psi}=q1a, Y= 1/6;$$

$$\text{psi}=q2a, Y= 1/6;$$

$$\text{psi}=q3a, Y= 1/6.$$

% right fermion interaction with gauge fields

lterm anti(psi)*gamma*(1+g5)/2*(i*deriv - Y*g1*B1)*psi
 where

$$\text{psi}=e1, Y= -1;$$

$$\text{psi}=e2, Y= -1;$$

$$\text{psi}=e3, Y= -1;$$

```

psi=u, Y= 2/3;
psi=c, Y= 2/3;
psi=t, Y= 2/3;
psi=d, Y= -1/3;
psi=s, Y= -1/3;
psi=b, Y= -1/3.

```

```
% quark-gluon interaction
```

```
lterm GG*anti(psi)*lambda*gamma*G*psi where
      psi=q1; psi=q2; psi=q3.
```

```
do_if gauge_fixing==Feynman.
```

```
let pp = { -i*'W+.f', (vev(2*MW/EE*SW)+H+i*'Z.f')/Sqrt2 },
      PP = { i*'W-.f', (vev(2*MW/EE*SW)+H-i*'Z.f')/Sqrt2 }.
```

```
do_else.
```

```
let pp = { 0, (vev(2*MW/EE*SW)+H)/Sqrt2 },
      PP = { 0, (vev(2*MW/EE*SW)+H)/Sqrt2 }.
```

```
end_if.
```

```
lterm -M/MW/Sqrt2*g*(anti(pl)*(1+g5)/2*pr*pp + anti(pr)*(1-g5)/2*pl*PP )
      where
```

```

M=Vud*0, pl=q1a, pr=d; % 0 stands for Md
M=Vus*Ms, pl=q1a, pr=s;
M=Vub*Mb, pl=q1a, pr=b;
M=Vcd*0, pl=q2a, pr=d;
M=Vcs*Ms, pl=q2a, pr=s;
M=Vcb*Mb, pl=q2a, pr=b;
M=Vtd*0, pl=q3a, pr=d;
M=Vts*Ms, pl=q3a, pr=s;
M=Vtb*Mb, pl=q3a, pr=b.

```

```
lterm -M/MW/Sqrt2*g*(anti(pl)*(1+g5)/2*i*tau2*pr*PP
      + anti(pr)*(1-g5)/2*i*pl*tau2*pp )
```

```
where
```

$M=0$, $pl=q1a$, $pr=u$;
 $M=Mc$, $pl=q2a$, $pr=c$;
 $M=Mtop$, $pl=q3a$, $pr=t$.

lterm $-M/MW/\text{Sqrt}2 * g * (\text{anti}(pl) * (1+g5)/2 * pr * pp + \text{anti}(pr) * (1-g5)/2 * pl * PP)$

where

$M=Mm$, $pl=l2$, $pr=e2$;
 $M=Mt$, $pl=l3$, $pr=e3$.

lterm $-2 * \text{lambda} * (pp * PP - v ** 2 / 2) ** 2$ where
 $\text{lambda} = (g * MH / MW) ** 2 / 16$, $v = 2 * MW * SW / EE$.

let $Dpp^{\mu a} = (\text{deriv}^{\mu+i} * g1 / 2 * B1^{\mu}) * pp^a +$
 $i * g / 2 * \text{taupm}^a b^c * WW^{\mu c} * pp^b$.

let $DPP^{\mu a} = (\text{deriv}^{\mu-i} * g1 / 2 * B1^{\mu}) * PP^a$
 $- i * g / 2 * \text{taupm}^a b^c * \{ 'W-'^{\mu}, W3^{\mu}, 'W+'^{\mu} \}^c * PP^b$.

lterm $DPP * Dpp$.

lterm $-i * GG * f_SU3 * ccghost(G) * G^{\mu} * \text{deriv}^{\mu} * ghost(G)$.

lterm $-1/2 * (\text{deriv} * G) ** 2$.

do_if gauge_fixing=Feynman .

%lterm $-g * \text{eps} * gh * WWl * \text{deriv} * Gh$.

lterm $g * \text{eps} * \text{deriv} * Gh * gh * WWl$.

lterm $-1/2 * (\text{deriv} * A) ** 2$.

lterm $-1/2 * (2 * (\text{deriv} * 'W+' + MW * 'W+.f') * (\text{deriv} * 'W-' + MW * 'W-.f') +$
 $(\text{deriv} * Z + MW / CW * 'Z.f') ** 2)$.

lterm $-M_W^2 E E / 2 / S W * ((H + i * 'Z.f') * ('W-.C' * 'W+.c' + 'W+.C' * 'W-.c') + H * 'Z.C' * 'Z.c' / C W^2 - 2 * i * 'Z.f' * 'W+.C' * 'W-.c')$.

lterm $i * E E * M_W / 2 / C W / S W * ('W+.f' * ('W-.C' * 'Z.c' * (1 - 2 * S W^2) + 'W-.c' * 'Z.C' + 2 * C W * S W * 'W-.C' * 'A.c') - 'W-.f' * ('W+.C' * 'Z.c' * (1 - 2 * S W^2) + 'W+.c' * 'Z.C' + 2 * C W * S W * 'W+.C' * 'A.c'))$.

end_if.

SetAngle(1-SW**2=CW**2).

%Higgs-S singlet interaction

lterm $(('Si' ** 2) * (M_{Si} ** 2)) / 2$.

lterm $(L S / 4) * 'Si' ** 4 + L * 246 * H * 'Si' ** 2$.

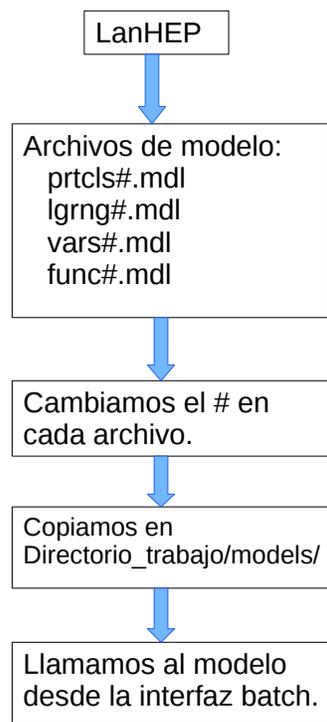
lterm $(L / 2) * (H ** 2) * 'Si' ** 2$.

CheckHerm.

Apéndice C

Implementación del modelo en CalcHEP

CalcHep está diseñado para trabajar con teorías más allá del Modelo Estándar así que este paso es bastante simple. Primero debemos cambiar el número asignado a los archivos expulsados por LanHEP por uno que no esté utilizado en CalcHEP. Esto podemos verificarlo simplemente abriendo el directorio models dentro del directorio de trabajo de CalcHEP y viendo que números están usados. Una vez que se ha puesto un número adecuado, basta con copiar los archivos del modelo escalar singlete. Cuando se llame al modelo desde la interfaz batch basta con que el nombre corresponda y el programa lo encontrará.



Apéndice D

Simulación del proceso de producción de Materia Oscura

Para realizar la simulación se deben definir el modelo y los procesos a simularse, así como se deben dar valores a algunos parámetros. A continuación se muestra el script usado para simular el proceso de producción de materia oscura predicha por el modelo MOSS.

Model:	SM_Modificado
Gauge:	Unitary
Process:	p,p->h
Decay:	h->Si,Si
Alias:	p=u,U,d,D,G
pdf1:	cteq6l (proton)
pdf2:	cteq6l (proton)
p1:	6500
p2:	6500
Number of events (per run step):	1000
Filename:	SM_Mod_Final_pdg26
Scan parameter :	MSi
Scan begin :	45
Scan step size :	5
Scan n steps :	5
Scan parameter :	L
Scan begin :	0.001
Scan step size :	0.005
Scan n steps :	20
Parallelization method:	local
Max number of cpus:	4
sleep time:	1
nSess_1:	5
nCalls_1:	1000
nSess_2:	5
nCalls_2:	1000

En la primera línea se define el modelo. En la segunda el Gauge. En la tercera línea se define el proceso a simularse, para nuestro caso son dos protones que colisionan, interactúan a través de un triángulo de tops y como producto de esta interacción se genera un higgs. En la siguiente línea queda definida el proceso de decaimiento del higgs en dos partículas S, como predice la teoría. A continuación se define el protón puesto que el programa recibe solo información de las partículas elementales y no tiene una definición previa de un protón. Las líneas 6 y 7 definen la función de distribución partónica a usarse. Las líneas 8 y 9 definen el momento de cada partícula inicial. La línea 10 le dice al programa cuántos

eventos simular. La línea 12 define el nombre que tendrá el archivo de salida con los eventos generados. En las líneas 13 a 16 se define un scan sobre el parámetro de la masa. En la línea 17 se define el método de paralelización, aquí local significa que usaremos los núcleos de la computadora en la que se está realizando los cálculos. A continuación se definen el número de núcleos y el sleep time. Al final se realiza un proceso de integración de Monte Carlo con el algoritmo VEGAS [37]. El número de sesiones de integración se define con nSess_1 y nSess_2, en cada sesión se calcula la integral con nCalls_1 y nCalls_2 llamadas del integrando. Después de cada sesión VEGAS mejora la rejilla de integración para concentrarse en las regiones que realizan una mayor contribución a la integral.

En este trabajo, se simula un proceso de generación de un higgs y su posterior decaimiento en dos partículas de materia oscura; a partir de una colisión de dos protones a una energía en el centro de masa de 13 TeV.

Apéndice E

Simulación del proceso de fondo.

El código utilizado en la simulación del background, a nivel de partón, es el siguiente.

Model: SM_Modificado

Gauge: Unitary

Process: p,p->t,T

Decay: t->W+,b

Decay: T->W-,B

Decay: W+>le,le

Decay: W-->le,le

Alias: p=u,U,d,D,G

Alias: le=e,E,m,M,l,L,ne,Ne,nm,Nm,nl,Nl

pdf1: cteq6l (proton)

pdf2: cteq6l (proton)

p1: 6500

p2: 6500

Number of events (per run step): 100000

Filename: Background_tT_SM_Modificado

Parallelization method: local

Max number of cpus: 4

sleep time: 1

nSess_1: 5

nCalls_1: 1000

nSess_2: 5

nCalls_2: 1000

Apéndice F

Implementación de la partícula escalar en Delphes

Delphes trabaja con una base de datos de partículas que Root tiene integrada. Cuando el programa lee un evento con una partícula que no está dentro de esta base de datos descarta el evento y no lo procesa puesto que no sabe como interactúa esta partícula con el detector. Para que nuestra partícula de materia oscura sea tomada en cuenta por el simulador debemos implementar nuestra partícula como invisible para el detector y debemos quitar la restricción de que se descarten los eventos con partícula desconocidas. A continuación describo como se realiza este proceso.

Primero, para eliminar la restricción sobre los eventos. Entramos a la carpeta readers en el directorio de Delphes. Aquí se encuentra un script en C++ llamado DelphesPythia8.cpp; este es el código que se compila para generar la interfaz entre Pythia8 y Delphes. En este script se especifica cómo Delphes lee la información expulsado por Pythia8. En la línea 126 tenemos la condición

```
if(!pdgParticle) continue;
```

Debemos eliminar esta línea o escribir dos slash (//) al inicio para que no se ejecute al momento de compilar.

Ahora, el comportamiento de cada partícula al interactuar con el detector está definido en un script en el directorio cards. En nuestro caso utilizaremos la tarjeta de simulación del detector CMS que contenga también los eventos de minimum bias descritos anteriormente, esta tarjeta tiene el nombre

```
delphes_card_CMS_PileUp.tcl
```

La abrimos; entre la línea 306 y 323 se encuentra definida la fracción de energía que las partículas dejan en el calorímetro al interactuar con este. A continuación (en la línea 324

por ejemplo) escribimos

```
add EnergyFraction {26} {0,0}
```

Esto le dice al programa que nuestra partícula de materia oscura (id=26) no interactúa con el detector. Una vez que se han realizado estos cambios se procede a compilar el programa DelphesPythia8 de la siguiente manera

- 1 Desde la terminal , nos dirigimos al directorio de Delphes y tipeamos

```
export PYTHIA8=path_to_PYTHIA8_installation
```

- 2 Ahora construimos el ejecutable DelphesPythia8 con el siguiente comando

```
make HAS_PYTHIA8=true DelphesPythia8
```

Apéndice G

Simulación de la hadronización y la señal del detector

Con el procedimiento anterior ya tenemos listos el simulador de hadronización y el de respuesta de detector y la partícula de materia oscura está implementada para ser tratada como una partícula invisible.

Ahora procederemos a generar eventos de minimum bias, los cuales serán usados para realizar una simulación más realista de los procesos generados en la colisión. Estos eventos son de bajas energías y son independientes del modelo que se esté simulando. Delphes tiene un archivo con 1000 de estos eventos llamado `MinBias.pileup` pero si se desea realizar una simulación con mayor número de eventos debemos generar otro archivo de acuerdo a nuestras especificaciones.

Lo primero que necesitamos hacer es dirigirnos al directorio `cards` y abrir la tarjeta `convert_card_CMS.tcl`. Aquí debemos hacer un cambio para que nuestros eventos se escriban al correr la simulación, la tarjeta debe quedar de la siguiente manera

```
...
module TreeWriter TreeWriter {
# add Branch InputArray BranchName BranchClass
# add Branch DelphesallParticles Particle GenParticle
add Branch DelphesstableParticles Particle GenParticle
}
...
```

Una vez que ya tenemos modificada la tarjeta de conversión, nos dirigimos al directorio `examples/Pythia8` y abrimos el archivo `generatePileUp.cmnd`. En este script están definidos los procesos a simularse y algunos parámetros de la simulación. Para nuestro interés basta con cambiar el número de eventos a simularse. Cambiamos de la siguiente manera

```
Main:numberOfEvents = 100000 ! number of events to generate
```

El resto podemos dejar tal y como está a menos que se quiera cambiar más parámetros de la simulación. Una vez que hemos realizado los cambios requeridos, podemos correr la simulación

```
./DelphesPythia8 cards/convert_card.tcl examples/Pythia8/generatePileUp.cmnd  
MinBias.root
```

El proceso anterior generará un archivo MinBias.root que contiene los eventos deseados. Para que Delphes los integre en la simulación de nuestro proceso de interés debemos generar un archivo binario a partir del archivo root de la siguiente manera.

```
./root2pileup MinBias.pileup MinBias.root
```

El ejecutable root2pileup se encuentra en el directorio principal de Delphes y convierte el archivo root en un binario para que pueda ser leído por el programa durante la simulación.

Una vez que nuestro archivo binario con los eventos de minimum bias está listo procedemos a la simulación final de la hadronización y señal de detector a partir del archivo LHE generado en CalcHEP. Primero debemos indicar la dirección de nuestro archivo LHE de la siguiente manera; nos dirigimos al directorio exmples/Pythia8 y aquí abrimos al archivo configLHE.cmnd, al final de este hay una línea en donde debemos definir el nombre de nuestro archivo de entrada (si está guardado en el directorio principal de Delphes) o la dirección completa al archivo (si se encuentra en otro directorio), por ejemplo en mi caso

```
Beams:LHEF = SM_Mod_Final_pdg26-MSi45.lhe
```

Además también debemos fijar el número de eventos en 100000 exactamente igual al caso anterior con los eventos de minimum bias. Una vez que hemos modificado adecuadamente el programa, procedemos a correr la simulación de la siguiente manera

```
./DelphesPythia8 cards/delphes_card_CMS_PileUp.tcl  
examples/Pythia8/configLHE.cmnd delphes_lhe.root
```

Al correr esto, el programa leerá evento por evento, realizará la simulación de la hadronización a través de Pythia8 y de la señal del detector mediante Delphes. Como resultado obtendremos un archivo delphes_lhe.root que contiene los observables que mediría el detector frente a los procesos que se han simulado. Estos se usaran para el análisis del siguiente capítulo.