



UNIVERSIDAD DE SONORA

UNISON

DEPARTAMENTO DE INVESTIGACIÓN EN FÍSICA

ESTUDIOS DE SIMULACIÓN EN LA BÚSQUEDA DE  
NUEVOS BOSONES LIGEROS DURANTE LA FASE DE  
ALTA LUMINOSIDAD DEL EXPERIMENTO CMS DEL  
CERN

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:  
MÁSTER EN CIENCIAS FÍSICAS

PRESENTA:  
FRANCISCO MARTÍNEZ SÁNCHEZ

DIRECTOR DE TESIS:  
DR. ALFREDO CASTAÑEDA



HERMOSILLO, SONORA, MÉXICO

JULIO, 2020

**Estudios de simulación en la búsqueda de nuevos bosones  
ligeros durante la fase de alta luminosidad del experimento  
CMS del CERN**

por

Francisco Martínez Sánchez

MBs. Physics

Tesis presentada para obtener el grado de

Máster en Ciencias Físicas

en

UNISON

UNIVERSIDAD DE SONORA

Hermosillo, Sonora, México. Julio, 2020

# Estudios de simulación en la búsqueda de nuevos bosones ligeros durante la fase de alta luminosidad del experimento CMS del CERN

por

Francisco Martínez Sánchez

## Resumen

Se analiza el decaimiento  $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow 2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$  correspondiente al modelo **Dark-SUSY** o **MSSMD** mediante la simulación en **Madgraph5** de muestras con diferentes valores de masa teórica correspondiente al decaimiento  $m_{n_1}$ ,  $m_{n_D}$  y  $m_{\gamma_D}$  y tiempo de vida del fotón del sector oscuro  $c\tau_{\gamma_D}$ , reconstruyendo el detector **CMS** en las condiciones Run-2 y Alta Luminosidad. Se comparan las distribuciones de las propiedades del fotón oscuro y de los muones, se muestra un aumento del dominio de los valores de la pseudorapidez desde  $|\eta| \lesssim 2.4$  a  $|\eta| \lesssim 4$  y del momento transversal  $P_T < 10 \text{ GeV}$  a  $P_T < .1 \text{ GeV}$  con la actualización del detector, resultando en un aumento de reconstrucción de un mínimo de 36 % muones.

Con la actualización a Alta Luminosidad, se disminuye el error en las distribuciones de masa invariante del fotón oscuro de  $\sim 12\% - 28\%$  y permite reconstruir totalmente hasta un 400 % de ellos. Se implementan 2 métodos generales para la identificación de los di-muones, uno basado en el uso de un identificador usando redes neuronales, permitiendo la reconstrucción de un mínimo de  $\sim 85\%$  del total de fotones permitido por el detector. Y otro, basado en un proceso de comparación de masas por eventos, permitiendo reconstruir entre  $\sim 4\% - 45\%$  del total de fotones permitido por el detector.

**Simulation studies in search of new light bosons during the phase of  
High Luminosity of the CMS experiment at CERN**

by

Francisco Martínez Sánchez

**Abstract**

xxx

# Índice general

<b>Índice de Tablas</b>	<b>III</b>
<b>Índice de Figuras</b>	<b>VI</b>
<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>1 Teoría y motivación</b>	<b>5</b>
1.1 Modelo Estándar . . . . .	5
1.1.1 Composición de la materia e interacciones fundamentales . . . . .	5
1.1.2 Simetrías y lagrangiano . . . . .	7
1.1.3 Insuficiencias del modelo . . . . .	10
1.2 Más allá del modelo estándar con la materia oscura . . . . .	10
1.2.1 Evidencias observacionales . . . . .	10
1.2.2 Composición de la materia oscura . . . . .	13
1.2.3 Extensión del Modelo Estándar con Supersimetría . . . . .	16
<b>2 Experimento LHC y Detector CMS</b>	<b>22</b>
2.1 Física de Altas Energías con <b>LHC</b> . . . . .	22
2.2 Experimento <b>CMS</b> . . . . .	26
2.2.1 Actualizando <b>CMS</b> . . . . .	28
2.2.2 Identificación y Reconstrucción de Muones . . . . .	29
2.3 Simulación en Altas Energías . . . . .	34
2.3.1 Implementando <b>ROOT</b> . . . . .	35
2.3.2 Generador Monte Carlos con <b>Madgraph5</b> . . . . .	36
2.3.3 Hadronización con <b>pythia8</b> . . . . .	37
2.3.4 Simulando el detector con <b>Delphes3</b> . . . . .	39
<b>3 Herramientas de generación de datos y redes neuronales</b>	<b>41</b>

3.1	Generación de los datos . . . . .	42
3.1.1	Generalidades . . . . .	42
3.1.2	Generando señal <b>Dark-SUSY</b> . . . . .	43
3.1.3	Configuración e implementación de recursos en ACARUS . . . . .	46
3.2	Procesamiento y conversión de los datos . . . . .	47
3.3	Métodos de regresión de datos . . . . .	48
3.3.1	Modelo . . . . .	49
3.4	Redes neuronales . . . . .	50
3.4.1	Identificando y reconstruyendo el fotón oscuro . . . . .	52
3.4.2	Regresión de datos . . . . .	54
<b>4</b>	<b>Análisis y resultados</b>	<b>56</b>
4.1	Análisis de la señal sin detectores . . . . .	56
4.1.1	Variación de las propiedades de los muones . . . . .	58
4.1.2	Características del fotón oscuro . . . . .	60
4.2	Análisis de la señal con detector . . . . .	60
4.2.1	Variación de las propiedades de los muones . . . . .	66
4.2.2	Reconstruyendo el fotón oscuro . . . . .	68
<b>Conclusiones</b>		<b>73</b>
<b>Referencias</b>		<b>78</b>

# Índice de tablas

1-1	Ancho total y $f(m_{\gamma_D})$ .	20
3-1	Función generadora de muestras <b>MSSMD</b> y argumentos opcionales.	44
3-2	Argumentos de la función generación de muestras <b>MSSMD</b> , notación, definición y valores de los mismos.	45
3-3	Configuración utilizada para gestionar el uso en paralelo del generador de muestras <b>Dark-SUSY</b> .	46
3-4	Algunas propiedades con sus definiciones de las partículas usadas en la investigación.	48
3-5	Capacidad del identificador fotónico con variaciones en los parámetros de entrada.	54
4-1	Fracción de eventos dependiente del contenido muónico.	58
4-2	Variación de estadísticos característicos para combinaciones de los términos del parámetro generación $\vec{\alpha}$ y los detectores $k$ .	65
4-3	Variación de estadísticos característicos para combinaciones de los términos del parámetro generación $\vec{\alpha}$ y los detectores $k$ .	69
4-4	Resultados de la aplicación de los métodos de reconstrucción del fotón oscuro $\gamma_D$ .	71

# Índice de figuras

1-1	Clasificación de las partículas según el modelo estándar de las partículas elementales. . . . .	6
1-2	Simetrías del modelo estándar . . . . .	8
1-3	Diagrama de cúmulo de galaxias que actúa como lente gravitatoria para una galaxia muy distante. . . . .	11
1-4	(a) Coalisión de dos cúmulos de galaxias 1E 0657-56 conocida como cúmulo bala. , (b) Simulación por computadora de la futura colisión prevista de las dos galaxias más grandes del Grupo Local, Andrómeda (M31) y la Vía Láctea. . . . .	12
1-5	Extensión del Modelo Estándar bajo la existencia de la supersimetría ( <b>SUSY</b> ). . . . .	15
1-6	(a) Ilustración esquemática de la conexión entre el sector oscuro y el modelo estándar, los cuales están conectados mediante un término de mezcla dinámica. (b) Diagrama de Feynman <b>Dark-SUSY</b> del proceso vía $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow 2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$ . . . . .	21
2-1	Diagrama de los experimentos que componen el centro de investigación del <b>CERN</b> . . . . .	23
2-2	Plan de actualización del experimento <b>LHC</b> . . . . .	25
2-3	Detector de solenoide de muón compacto. El detector consta de varias capas, cada una responsable de medir diferentes tipos de partículas. . . . .	26
2-4	Diagrama de una cuarta parte del diseño del detector de trazas <b>CMS</b> para <b>LHC</b> en la dirección $z$ del mismo. Los módulos de chips de lectura internos o Inner Tracker 1x2 y 2x2 se muestran en verde y amarillo respectivamente, los módulos externos o Outer Tracker PS y 2S en azul y rojo. . . . .	29
2-5	Probabilidad de localización de los muones en condiciones de Run-2 (izquierda) y HL (derecha). . . . .	30
2-6	Resolución del momento de los muones en condiciones de Run-2 (izquierda) y HL (derecha). . . . .	30

2-7	(a) Ilustración esquemática del cono de aislamiento. La dirección del muón en el vértice define el eje del cono; (b) Segmentación en el plano $\eta \times \phi$ en CMS sobre el que se muestran torres de energía definidas para coincidir con la segmentación o resolución del calorímetro, basada en la Fig. 1 de la referencia Pi <i>et al.</i> [2005]. . . . .	32
2-8	Eficiencia de reconstrucción de los muones en condiciones de Run-2 (izquierda) y HL (derecha). . . . .	34
2-9	Perfil de diseño básico de la geometría del detector genérico asumido en <b>Delphes</b> . . . . .	40
3-1	Secuencia lógica del análisis del proyecto. . . . .	41
3-2	Estructura del proyecto de generación de eventos <b>Dark-SUSY</b> . . . . .	43
3-3	Diagrama de flujo de programación del proyecto de generación. . . . .	44
3-4	Estructura del proyecto interpretador de la información contenida en los archivos <code>*.root</code> . . . . .	47
3-5	Modelo genérico de una neurona artificial. . . . .	51
3-6	Diagrama de la estructura de la red neuronal dedicada a la identificación de di-muones provenientes del fotón oscuro $\gamma_D$ . . . . .	52
3-7	Variación de la precisión del identificador durante el proceso de entrenamiento con el tiempo para una configuración de entrada dada por los $x_i = (\eta, \phi)$ . .	54
3-8	Diagrama de la estructura general de la red neuronal para regresión. . . . .	55
4-1	(a) Variación del número de muones por evento sin detector; (b) Variación del porcentaje de la fracción de muones de ruido con los parámetros de generación $m_{\gamma_D}$ y $m_{n_D}$ . . . . .	57
4-2	Variación de las distribuciones de los muones de procesos de ruido. . . . .	59
4-3	Variación de las distribuciones de los muones característicos de la señal <b>MSSMD</b> . .	59
4-4	Variación de las propiedades del fotón oscuro $\gamma_D$ con los parámetros de generación $m_{\gamma_D}$ , $m_{n_D}$ y $\tau C_{\gamma_D}$ . . . . .	61
4-5	Distribuciones de frecuencias resultado de aplicar “ <i>bootstrap</i> ” sobre los valores $f_e^{(\mu,k)}(x)$ ante cambios de los parámetros $\vec{\alpha}$ . . . . .	62
4-6	Ejemplo de variaciones del parámetro $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x)$ . . . . .	64
4-7	Resultados de la regresión polinomial de los valores de frecuencia $f_e^{(\mu,k)}(4; \vec{\alpha})$ . .	65
4-8	Comparación de los resultados de regresión utilizando RNA y regresión polinomial para predecir las frecuencias $f_e^{(\mu,k)}(4; \vec{\alpha})$ . . . . .	66

4-9 Variación de las propiedades momento transversal y de la pseudorapidez de los muones en diferentes configuraciones del detector $k$ y ante variaciones del parámetro de generación $\vec{\alpha}$ . . . . .	67
4-10 Valores de masa invariante reconstruida de di-muones identificados con el método $N_{True}$ . . . . .	69

# Introducción

Encontrar los fundamentos del funcionamiento de los objetos materiales que componen la naturaleza ha sido una de las tareas de las que se ha ocupado la humanidad. Esta línea de investigación inicio en la química del siglo XIX con el modelo atómico de Dalton, John [1803] y pasó a ser parte de la física tras el descubrimiento de la radioactividad por Becquerel [1896] y del electrón por Thomson [1906].

A inicios del siglo XX el área de Física de Partículas Elementales se forma como campo independiente junto con el establecimiento de la composición del núcleo atómico y con el advenimiento de los aceleradores. Ésta se establece entonces como la ciencia que estudia los componentes elementales de la materia y las interacciones entre ellos. También se la conoce como Física de Altas Energías debido a la escala del sistema físico sobre el que se teoriza modelando el comportamiento de la materia.

De forma general, el área de la cosmológica divide la materia en dos grupos: bariónica y oscura. La Física de Altas Energías describe la materia bariónica según la teoría del Modelo Estándar de Partículas o **SM** (Standard Model), pero ha pesar de mostrar una alta correspondencia con los datos experimentales, pero aún ahora, está incompleto. Este no explica el origen cuántico de la gravedad, siendo esta, una de las preguntas más importantes de la física de partículas contemporánea, la existencia de materia no bariónica o oscura, la asimetría de materia-antimateria o el origen de las masas de neutrinos, los problemas de jerarquía al introducir partículas con masas a través del proceso de “ruptura espontánea de simetría electrodébil”, entre otras.

Entre los problemas sin solución a los que se enfrenta el **SM**, el solo poder explicar el 15.45 % de la materia del universo se convierte en el objeto de estudio de muchas investigaciones modernas. En las últimas décadas, se han propuesto nuevas teorías para explicar la materia oscura, muchas partículas han sido propuestas como posibles candidatos, entre ellas las más populares se encuentran: los axiones [Niemeyer, 2019], las partículas masivas con interacción débil **WIMPs** (Weakly Interacting Massive Particles) [Gianfranco Bertone, 2018] o con interacción fuerte **SIMPs** (Strongly Interacting Massive Particles) [Maxim Laletin, 2019] y las partículas supersimétricas o **SUSY** (SUperSYmmetry) [Dris Boubaa, 2020].

Entre las propuestas existentes sobre la composición de la materia oscura, las partículas supersimétricas o **SUSY** son los candidatos más populares en los estudios de física de partículas. Esta supersimetría hipotética relaciona las propiedades de los bosones y los fer-

miones, y a pero a pesar de estar por ser verificada experimentalmente, es parte fundamental de muchos modelos teóricos como el **NMSSM** (Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model) [Tofighi A., 2009; Maniatis, 2009] y los modelos de supersimetría en el sector oscuro **Dark-SUSY** [CMS Collaboration, 2019b]. En esta, se teoriza un conjunto de criterios de búsqueda destinados a minimizar los eventos de fondo sin dejar de ser independientes de los modelos utilizados suponiendo el origen de la ruptura espontánea **U(1)** descrito en la referencia Arkani-Hamed *et al.* [2009]; CMS Collaboration [2019c], este resultado del acoplamiento débil de unos fotones oscuros  $\gamma_D$  a sus homólogos del **SM** a través de un parámetro de mezcla cinética  $\epsilon$ .

En los modelos **NMSSM**, dos de los tres bosones de Higgs neutros pares  $h_1$  o  $h_2$  pueden descomponerse en uno de los dos bosones de Higgs neutros impares  $n_{1,2}$  a través de  $h_{1,2} \rightarrow 2n_1$ . Al unificarse con la teoría del sector oscuro, se teoriza que el neutralino más ligero  $n_1$  que se encuentra en el espectro visible de **SUSY** ya no es estable y puede descomponerse a través de procesos como  $n_1 \rightarrow n_D + \gamma_D$ , donde  $n_D$  es un fermión oscuro (neutralino oscuro) que escapa a la detección con los instrumentos existentes actuales, está búsqueda superpuesta de teorías es conocida como **Dark-SUSY** o **NMSSMD**. Entonces, bajo la suposición de que  $\gamma_D$  solo puede descomponerse en partículas **SM**, alternativamente, muchas líneas de investigación realizan exploraciones para los posibles decaimientos  $h \rightarrow 2n_1$ . En estas exploraciones predichas por **NMSSM**, se incluye  $4\mu$  [CMS Collaboration, 2016, 2013],  $4\tau$ ,  $4\ell$  [CMS Collaboration, 2018; LHCb collaboration, 2016],  $4\ell/4\pi$  [CMS Collaboration, 2018],  $4\ell/8\ell$  [ATLAS Collaboration, 2016a],  $4b$  [ATLAS Collaboration, 2018b, 2016b],  $4\gamma$  [ATLAS Collaboration, 2014],  $2b/2\tau$  [ATLAS Collaboration, 2018a],  $2\mu 2\tau$  [Collaboration, 2015] y  $6q$  [CMS Collaboration, 2016] como posibles estados finales, siendo estos análisis contribuciones a un cuerpo existente de trabajo experimental en la búsqueda de nuevos bosones.

Dado que el experimento **LHC** tiene entre sus objetivos una amplia gama de búsquedas de Higgs, entre ellas, aquellas resultado de extensiones del Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo **MSSM** y otros modelos **SUSY**, de aquí que sea adecuada para la exploración de los modelos compatibles o derivados como es el **Dark-SUSY**. Pero, para probar esta teoría, es necesaria una medición cuidadosa de las colisiones en un subconjunto particular de la población de datos. Es necesario que los equipos de análisis puedan calcular con precisión cuántos eventos se esperarían de los procesos del **SM** en ese subconjunto y, de manera similar, cuántos eventos cabría esperar de la teoría particular de la nueva física en la que uno está interesado. Con estos cálculos en mano, los analistas pueden mirar los datos reales observados y realizar un análisis estadístico que indicara si la teoría particular es favorecida por los datos,

normalmente dicho análisis se define mediante un complejo análisis basada en software.

La exploración de como la teoría **Dark-SUSY** pueda materializarse en un subconjunto de la población de datos obtenidos experimentalmente es parte importante del proceso de investigación, para esto, se hace necesario calcular la estimación del efecto de la nueva teoría y realizar el análisis estadístico para decidir si es viable frente a los datos observados. De aquí que la simulación de los distintos procesos físicos que se puedan generar en el **LHC** y la respuesta del detector es parte necesaria para poder optimizar y estimar el desempeño de los diferentes análisis. Además, de esta manera, se permite que las estrategias utilizadas en la identificación de partículas, puedan ser desarrolladas con anterioridad a la toma de datos y las eficiencias de los algoritmos pueden ser puestos a prueba. La preparación de las búsquedas de esta nueva física, necesita una simulación detallada del detector para estimar su potencial de descubrimiento y para desarrollar métodos óptimos para medir las propiedades de las partículas.

De aquí que, una vez que los datos de colisiones reales están disponibles, los simulados resultan necesarios para poder encontrar desviaciones del **SM**. La estructura de los eventos de colisiones de altas energías son realmente complejos y no predecibles de primeros principios. Los generadores de eventos como el Madgraph, permiten separar el problema en varios pasos más simples, algunos de los cuales pueden ser descriptos por primeros principios, y otros necesitan ser basados en modelos apropiados con parámetros ajustados a los datos como es el caso del método de **MC** (**Monte Carlos**). Un aspecto central de los generadores es que proveen una descripción del estado final para poder construir cualquier observable y compararlos con los datos de colisiones reales.

En los estudios de nueva física en el experimento **LHC**, en particular los que predicen la producción de nuevas partículas, son bastante relevantes dado que se aproxima la etapa de actualización correspondiente al de Alta Luminosidad, donde se espera lograr una acumulación de datos con una frecuencia 10 veces mayor en la que se estaba operando. Lo anterior indica que la probabilidad de detección de nuevas señales será mucho mayor ya que se logrará alcanzar un rango de energía mayor y una cantidad de datos igualmente superior. Usualmente la probabilidad de producción de estas partículas exóticas es baja por lo que se requiere de una cantidad grande de datos para poder observar dicha producción. El período de Alta Luminosidad está programado para empezar a partir del año 2024 o 2025, sin embargo desde este la actualidad se está trabajando en la actualización del detector, en métodos de análisis y en estrategias que ayuden a optimizar la búsqueda de nueva física. Además, dado que los modelos teóricos que predicen la formación de partículas de materia oscura no han sido explorados ampliamente, en gran medida por falta de datos experimentales que permitan alcanzar el es-

pacio fase que dichos modelos predicen para esas partículas. Por todo ello el funcionamiento del Gran Acelerador de Hadrones y sus proyecciones en cuanto a recolección de datos en los próximos años constituye una oportunidad perfecta para explotar con mayor intencionalidad el estudio de dichos modelos en aras de descubrir una nueva señal de fácil interpretación en el contexto de los modelos propuestos.

Dado lo cual, el objetivo de este proyecto es que se estudie, por medio de simulacion de MC el modelo teórico **Dark-SUSY**, mediante la obtención teórica de las propiedades del fotón oscuro  $\gamma_D$  en un entorno simulado de los detectores que realizarían esta detección en dos configuraciones ya conocidas del experimento **CMS**, en la llamada Run-2 y en la de Alta Luminosidad. En particular en esta investigación se cumplen los objetivos particulares:

- Caracterizar el modelo **Dark-SUSY** por medio de su implementación en paquetes de simulación de altas energías, lo anterior requiere del manejo de paquetes propios de altas energías como lo son Madgraph, Pythia8 y Delphes.
- Extracción de propiedades del modelo como lo son las propiedades básicas del fotón oscuro como: la masa, el momento transversal, etc.
- Desarrollo de códigos de análisis que permitan extraer la eficiencia de detección de las partículas producidas del decaimiento del fotón oscuro, centrándose en estudiar el decaimiento a pares de muones de signo opuesta, exploración de propiedades como función de tiempo de vida del fotón oscuro y optimización de la selección de eventos.
- Comparación de los resultados obtenidos usando dos diferentes configuraciones del detector **CMS**, la configuración Run-2 y la futura configuración correspondiente a la fase de Alta Luminosidad.

# Capítulo 1 – Teoría y motivación

En este capítulo se introduce a la Física de Altas Energías presentando brevemente algunas características de la materia, las interacciones fundamentales, y como éstas son tratadas por el modelo estándar. Se define la materia oscura y se incorporan ejemplos que fundamentan su existencia y posible composición. Se tratan algunos ejemplos de extensiones del modelo estándar con supersimetría, propuestas, para tratar las dificultades del mismo, entre ellos se hace principal énfasis en los fundamentos del modelo **Dark-SUSY**.

## 1.1 Modelo Estándar

El **SM** es el formalismo teórico-experimental que, hasta el día de hoy, describe con mayor precisión las partículas elementales y sus interacciones. Los mayores desarrollos que dieron forma al **SM** se obtuvieron en la segunda mitad del siglo XX con el desarrollo de la Teoría Cuántica de Campos: formulación conjunta de la mecánica cuántica y la mecánica relativista, que es capaz de describir la aniquilación, creación, decaimientos e interacciones de las partículas fundamentales. Los modelos teóricos y observaciones experimentales construyeron una clasificación de las partículas en base a sus propiedades fundamentales como lo son la masa, la carga eléctrica, la carga de color y el espín. Dicha clasificación se muestra en la Fig. 1-1.

### 1.1.1 Composición de la materia e interacciones fundamentales

Las partículas elementales están divididas en dos categorías según el valor de su espín en fermiones (espín semi-entero, para elementales 1/2) y bosones (espín entero, para elementales 1 menos el higgs con 0), estos obedecen también a la estadística de Fermi-Dirac y la estadística de Bose-Einstein, respectivamente, solo cumpliendo el principio de exclusión de Pauli los primeros.

El **SM** describe la composición de la materia bariónica usando 6 quarks, 6 leptones (fermiones) y partículas mediadoras de las interacciones fundamentales conocidas (bosones), que son los fotones  $\gamma$  (interacción electromagnética), los gluones  $g$  (interacción fuerte) y

las partículas  $W^\pm$  y  $Z$  (fuerza débil). El bosón de Higgs  $H$  tiene un papel fundamental en el mecanismo de Higgs el cual dota de la propiedad de masa a las partículas elementales. Actualmente la interacción gravitacional no está descrita por algún bosón del SM.

Los quarks Son fermiones que poseen carga eléctrica fraccionada ( $-1/3$  o  $+2/3$ ) y carga de color (**R**, **G** o **B**), por lo que interactúan por medio del fotón  $\gamma$  y del glúon  $g$ . El campo de estudio dedicado a las interacciones entre quarks y gluones se llama Cromodinámica Cuántica (**QCD**). Sin embargo, los quarks solo se encuentran en estados ligados llamados hadrones, ya sean bariones formados por tres quarks de diferente color (**qqq**), o mesones formado por un par quark-antiquark<sup>1</sup> (**q̄q**). Dado que los quarks son fermiones, dos quarks del mismo tipo no pueden tener los mismos números cuánticos en el mismo hadrón.

En este grupo los quarks poseen carga eléctrica entera o neutra, estas son partículas indivisibles y por lo tanto elementales. Existen seis tipos como se pueden observar en la Fig. 3-8: up **u**(arriba), down **d**(abajo), charm **c**(encanto), strange **s**(extrañeza), top **t**(superior) y bottom **b**(inferior). Algunos ejemplos de bariones son:

- **El neutrón ( $N^0$ )**: es incluida en la definición de nucleones ya que conforman el núcleo de los átomos, es una partícula subatómica sin carga neta, de la **QCD** se define que es partícula compuesta por la unión estable de quarks **udd**.

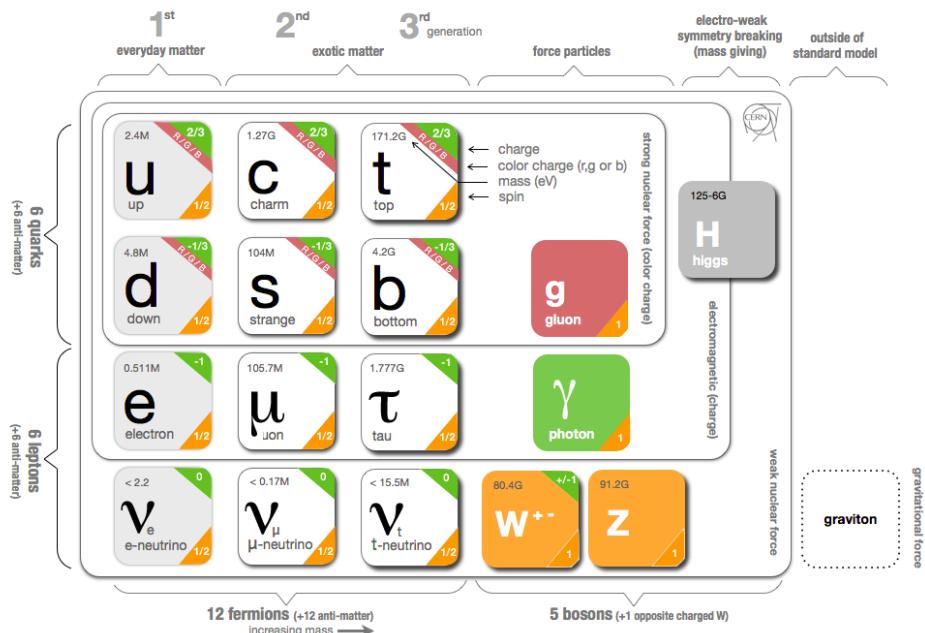


Figura 1-1: Clasificación de las partículas según el modelo estándar de las partículas elementales.

<sup>1</sup>Las antipartículas poseen la misma masa y espín, pero carga eléctrica contraria.

- **El protón ( $p^+$ )**: es incluida en la definición de nucleones ya que conforman el núcleo de los átomos, es una partícula subatómica con una carga eléctrica elemental positiva, de la **QCD** se define que es partícula compuesta por la unión estable **uud**.

Todos los hadrones tienen una respectiva antipartícula conformada por los antiquarks correspondientes.

Los leptones forman parte de la familia de los fermiones por lo cual poseen espín semi-entero, además no poseen carga de color y por lo tanto tampoco experimentan la interacción nuclear fuerte. Se han identificado tres “sabores” de partículas, correspondientes al electrón  $e$  y el neutrino  $\nu_e$ , al muón  $\mu$  y el tauón  $\tau$  con sus respectivos neutrinos  $\nu_\mu$  y  $\nu_\tau$  (ver Fig. 1-1).

- **El electrón** : es una partícula elemental perteneciente a la primera generación de los leptones, representada por el símbolo  $e^-$  posee una carga eléctrica elemental negativa. Su antipartícula es denominada positrón idéntica excepto por la carga de signo opuesto.
- **El muón** : es una partícula elemental masiva perteneciente a la segunda generación de leptones, representada por el símbolo  $\mu^-$  su masa es 100 veces mayor que la del electrón. Su correspondiente antipartícula es el antimuón ( $\mu^+$ ).
- **El tau** : llamada a veces tauón, es una partícula elemental masiva que pertenece a la tercera generación de leptones, representada por el símbolo  $\tau^-$ , su masa es cerca de 3500 veces mayor que la del electrón. Su correspondiente antipartícula es el antitau o antitauón ( $\tau^+$ ).
- **Los neutrinos** : son partículas subatómicas sin carga y de espín  $1/2$ , que estas partículas tienen masa muy pequeña, su interacción con las demás partículas es mínima, por lo que pasan a través de la materia ordinaria sin apenas perturbarla. Existen tres tipos de neutrinos asociados a cada una de las familias leptónicas (o sabores): neutrino electrónico ( $\nu_e$ ), neutrino muónico ( $\nu_\mu$ ) y neutrino tauónico ( $\nu_\tau$ ) más sus respectivas antipartículas.

Cada partícula anteriormente descrita con su correspondiente antipartícula corresponde con la composición de la materia bariónica.

### 1.1.2 Simetrías y lagrangiano

Las teorías extensamente aceptadas del modelo estándar son referidas como teorías de campo de gauge y son la expresión de la existencia de alguna simetría interna haciendo que

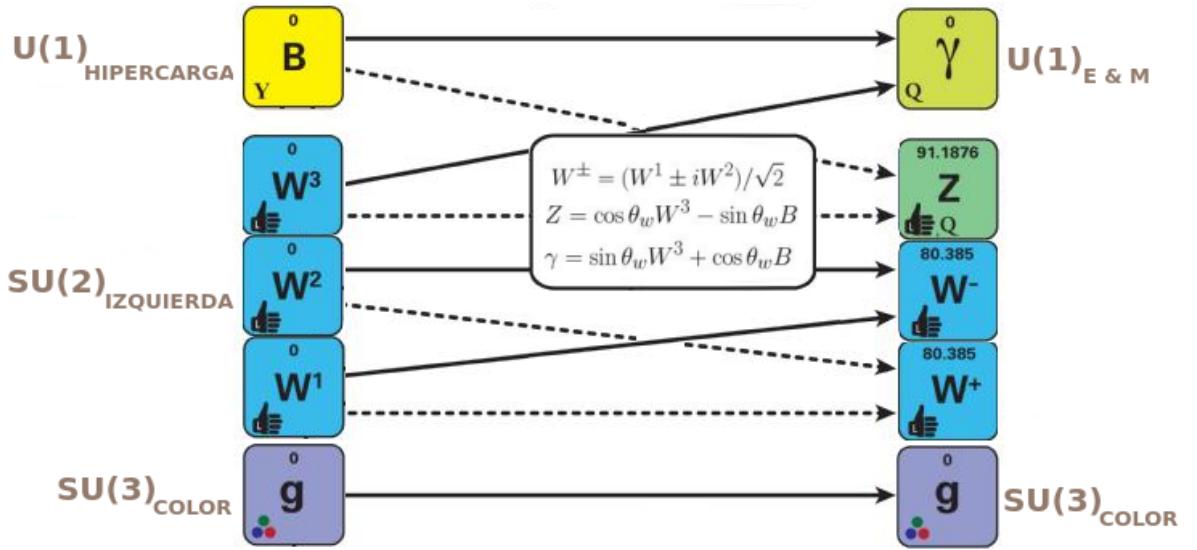


Figura 1-2: Simetrías del modelo estándar.<sup>2</sup>

el lagrangiano  $\mathcal{L}_{\text{gauge}}$  sea invariante bajo la acción de un grupo de Lie, éstas son referidas como grupo de transformaciones de gauge. De esta forma, al aplicar una transformación de gauge no se modifica ninguna propiedad física observable.

Los campos gauge aparecen en  $\mathcal{L}_{\text{gauge}}$  que rige la dinámica de los campos cuánticos. Éstos son: fermiónicos  $\psi$ , que representan a las partículas bariónicas; bosónicos electrodébiles  $W_1$ ,  $W_2$ ,  $W_3$  y  $B$ ; gluónicos  $g$ ; y el campo de Higgs  $\varphi$  (ver Fig. 1-2). Estos son definidos por operadores que no comutan entre si y actúan sobre el estado cuántico del sistema. Además las partículas responsables de interacciones deben ser de masa cero ya que representan a simetrías de norma exactas y explícitas.

La lagrangiana del campo de gauge opera sobre el grupo dado por una simetría de norma  $U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)$ , donde  $U(1)$  actúa sobre  $B$  (interacción electromagnética) y  $\varphi$ ,  $SU(2)$  actúa sobre  $W$  y  $\varphi$  (interacciones débiles), y  $SU(3)$  actúa sobre  $g$  (interacciones fuertes entre los quarks en el espacio de color), por lo que de forma general todas las simetrías actúan sobre el campo fermiónico  $\psi$ , [Buchmüller y Lüdeling, 2006]. La ruptura espontánea de esta simetría es uno de los ingredientes fundamentales de excitaciones de Goldstone que están asociadas a los términos de masa de los bosones de gauge, este es referido como mecanismo de Higgs.

El SM consiste entonces en un contenido de materia, los quarks y los leptones en tres familias, con una dinámica dictada por la simetría de norma  $U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)$  y con un

<sup>1</sup>Son funciones diferenciables o analíticas que sirve para describir la simetría de estructuras analíticas, se clasifican por sus propiedades algebraicas, su conexidad y su compacidad.

elemento adicional, el Higgs, responsable de la rotura (parcial) espontánea de  $\mathbf{U}(1) \otimes \mathbf{SU}(2)$ , fundamentada bajo la evidencia empírica de los resultados experimentales. El lagrangiano del modelo estándar que describe estas interacciones es:

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{Fermion}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + \mathcal{L}_{\text{GF}} + \mathcal{L}_{\text{Ghost}} \quad (1-1)$$

donde tenemos que:

- $\mathcal{L}_{\text{gauge}}$ : resultado de la teoría de campo de calibración, esta resume la interacción entre fermiones como resultado de la introducción de transformaciones pertenecientes al grupo de simetría interna. El lagrangiano de gauge describe la dinámica de los campos fermiónicos poseyendo alguna simetría interna “local” dada por un grupo de Lie, llamado grupo de transformaciones de gauge, transformando algún grado de libertad que no modifica ninguna propiedad física observable. Su representación y desarrollo puede encontrarse en Romao y Silva [2012].
- $\mathcal{L}_{\text{Fermion}}$ : incluye los términos cinéticos para los fermiones, caracteriza la interacción con el gauge de campo debido a sus derivadas covariantes:
- $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ : describe el mecanismo de Higgs mediante el proceso que da masa a las partículas elementales, utiliza una teoría de gauge para dotar con masa a los bosones de gauge a través de la absorción de los bosones de Nambu–Goldstone derivados de la ruptura espontánea de simetría.
- $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$ : describe el mecanismo de interacción entre un campo escalar y un campo de Dirac mediante una constante de acoplamiento. Su desarrollo se encuentra [Santamaria, 1993; Romao y Silva, 2012].
- $\mathcal{L}_{\text{Ghost}}$ : es una condición de fijación del medidor lineal haciendo uso de un campo adicional que se introduce en las teorías cuánticas de campos, de esta manera mantiene la consistencia de la formulación de integral del lagrangiano.

El modelo estándar está respaldado por una serie de observaciones experimentales, la más reciente fue la observación de una nueva partícula cuyas propiedades son consistentes con el bosón de Higgs, sin embargo, aún existen fenómenos en la naturaleza que no pueden ser explicados dentro del formalismo del modelo estándar.

---

<sup>2</sup>Página de origen: [https://en.wikipedia.org/wiki/Mathematical\\_formulation\\_of\\_the\\_Standard\\_Model](https://en.wikipedia.org/wiki/Mathematical_formulation_of_the_Standard_Model)

### 1.1.3 Insuficiencias del modelo

Incluso cuando el **SM** ha tenido gran éxito en explicar disímiles resultados experimentales, tiene ciertas cuestiones importantes sin resolver, más detalles en la referencia Buchmüller y Lüdeling [2006]. Entre los problemas encontrados en la teoría estándar está la falta de explicación de los orígenes cuánticos de la gravedad haciendo que la teoría sea por el momento incompatible con la relatividad general. El **SM** solo puede explicar el 15.45 % de la material del universo y no considera posible la existencia de masa por parte de los neutrinos (cuestión refutada por los estudios de sus oscilaciones). No explica la presencia excesiva de materia que de antimateria, el modelo predice la creación y aniquilación en cantidades estadísticamente semejantes. Tiene problemas de jerarquía al introducir partículas con masas a través del proceso de “ruptura espontánea de simetría electrodébil” (provocado por el campo de Higgs sobre la simetría de norma  $U(1) \otimes SU(2)$ ), forzando algunas correcciones cuánticas muy grandes debido a la presencia de partículas virtuales y mucho más grandes que la masa de Higgs real.

## 1.2 Más allá del modelo estándar con la materia oscura

Ni la materia oscura ni la energía oscura sienten las fuerzas eléctricas y magnéticas y por tanto no interactúan con la luz, no la emiten ni la absorben. Son inmunes a las ondas electromagnéticas en todas las frecuencias, desde el radio, pasando por la luz visible hasta los rayos gamma, de forma rigurosa el calificativo oscuras no aplica, son transparentes, su existencia es supuesta por la interacción gravitatoria entre esta materia y las galaxias formadas por materia bariónica.

### 1.2.1 Evidencias observacionales

En la primera mitad del siglo pasado Paul Zwicky había estado observado agrupaciones de galaxias ligadas por atracción gravitatoria, siendo el primero en utilizar el Teorema de virial. Del estudio de las velocidades radiales de ocho galaxias en el cúmulo Coma, Zwicky encontró una dispersión de velocidad inesperadamente grande  $\sigma_{cz} = (1019 \pm 360) \text{ km s}^{-1}$  (recalculado en la actualidad por valor moderno  $\sigma_{cz} = 1082 \text{ km s}^{-1}$  obtenido por Colless y Dunn [1996]). Zwicky concluyó de estas observaciones que la densidad media del grupo Coma tendría que ser  $\sim 400$  (valor moderno recalculado de  $\sim 50$ ) veces mayor que la derivada de la materia luminosa (se sobreestimó la relación masa-luz del grupo Coma por asumir un parámetro de Hubble de  $H_o = 558 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  cuando su valor moderno de

$H_o = 67.15 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ), como conclusión de sus observaciones el mismo postula:

*“Si se confirma esta sobredensidad, llegaríamos a la sorprendente conclusión de que la materia oscura está presente en Coma con una densidad mucho mayor que la materia luminosa ... De estas consideraciones se deduce que la gran dispersión de velocidad en Coma representa un problema no resuelto”*

presente en la referencia Bergh [1999]

y con ello nace la primera mención de materia oscura en el ámbito científico moderno. En la actualidad se continúan los intentos por comprender el problema galáctico de la masa visible faltante, ejemplos se pueden encontrar proyectos de simulaciones [Deur, 2020; Wu y Kroupa, 2015] o mediante la comparación empírica con los datos experimentales Mielke *et al.* [2006], con altos niveles de predicción.

Otra evidencia viene de las lentes gravitacionales (Fig. 1-3). La gravedad afecta a todo el espectro de ondas electromagnéticas, incluyendo radio, infrarrojos, luz visible y ultravioleta, siendo el grado de desviación mayor mientras mayor sea la masa que actúa como lente gravitacional, siendo esta predicción uno de los mayores resultados de Einstein, en estos cálculos se pudo evidenciar el efecto para calcular el valor de masas de grandes cúmulos midiendo las desviaciones de la luz.

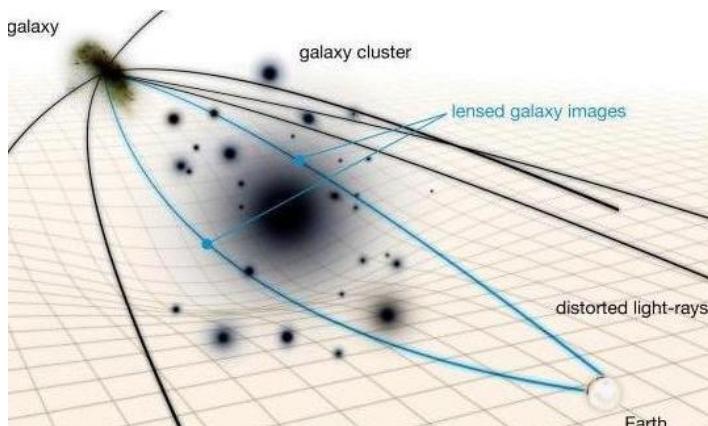


Figura 1-3: Diagrama de cúmulo de galaxias que actúa como lente gravitatoria para una galaxia muy distante.<sup>3</sup>

Dadas sus características los lentes gravitacionales son un importante herramienta para detectar la materia oscura, resultado de la comparación de los resultados experimentales con los resultados de la relatividad general que predice la dinámica dependiente de la masa visible.

<sup>3</sup>Página de origen: <https://alquimiayciencias.blogspot.com/>

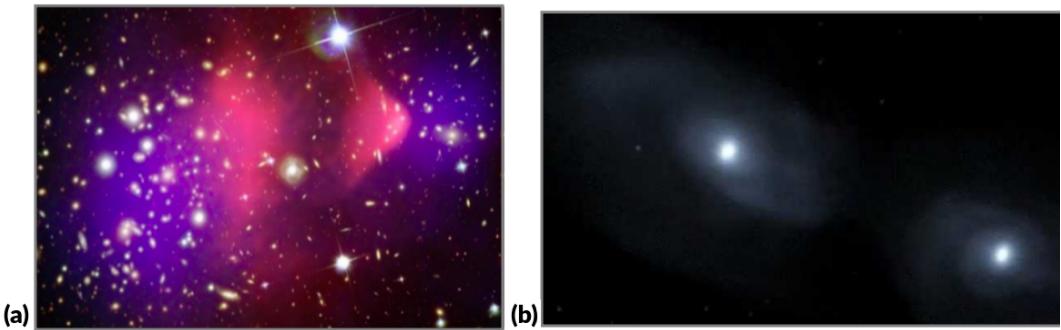


Figura 1-4: (a) Coalisión de dos cúmulos de galaxias 1E 0657-56 conocida como cúmulo bala., (b) Simulación por computadora de la futura colisión prevista de las dos galaxias más grandes del Grupo Local, Andrómeda (M31) y la Vía Láctea.<sup>4</sup>

Resultado de las observaciones realizadas por el Chandra de rayos X de la NASA y el Telescopio Espacial Hubble al estudiar el grupo MACSJ0025.4-1222, se realizó el seguimiento de la colisión de dos cúmulos de galaxias (ver Fig. 1-4a), en este se detecta como la temperatura de la materia bariónica aumenta y esta se emiten rayos X. Siendo las áreas azules de la Fig. 1-4 un mapa reconstruido de la materia oscura hecha mediante el uso de lentes gravitacionales, la materia bariónica se muestra en rosa mostrándose separada de la mayoría de la materia que comprende los grupos que se muestran en azul [Marsh, 2019].

En las investigaciones del proceso evolutivo del universo se hace necesario tener en cuenta la presencia de la materia oscura que frena la aceleración de la expansión y la energía oscura que lo acelera. Se hace necesario para los modelos cosmológicos del Big Bang considerar la presencia de los elementos oscuros para que exista correspondencia con las medidas de los parámetros asociados con la métrica **FLRW** (Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker) de la relatividad general.

Estos resultados cosmológicos han motivado a los físicos teóricos de altas energías a postular nuevos modelos en los cuales la composición de la materia oscura se pueda entender por medio de nuevas partículas elementales no descritas en el modelo estándar y que sin embargo podrían estar siendo producidas en los aceleradores de partículas modernos como el Gran Colisionador de Hadrones en Ginebra, Suiza. Los modelos propuestos se encuentran en la categoría que se conoce como extensiones al modelo estándar y por lo general involucran la existencia de nuevas partículas cuyas fuerzas e interacciones están descritas por alguna variación de la teoría cuántica de campo, lo que sugiere que sus mecanismos de producción y propiedades pueden ser estudiados por el formalismo de la física de partículas y la parte

---

<sup>4</sup>Página de origen: (a) [https://en.wikipedia.org/wiki/Bullet\\_Cluster#/media/File:1e0657\\_scale.jpg](https://en.wikipedia.org/wiki/Bullet_Cluster#/media/File:1e0657_scale.jpg)  
. (b) <https://hubblesite.org/contents/media/videos/2012/20/700-Video.html?news=true>

experimental por medio de los detectores de partículas con métodos de recolección de datos, selección de eventos y técnicas estadísticas para el análisis y extracción de posibles señales.

### 1.2.2 Composición de la materia oscura

En los primeros años de estudio del problema de la materia oscura en el Universo, se propuso que esta podría ser materia bariónica y otras partículas ligadas a ellos en forma de objetos compactos masivos pero con una emisión electromagnética muy débil. Entre estos candidatos a materia oscura bariónica se encuentran los gases no luminosos, los objetos compactos y masivos de los halos galácticos (MACHOs) y las enanas marrones, sin embargo, múltiples líneas de evidencia contradicen este hecho, ya que contribuyen muy poco a la densidad crítica del Universo.

Entonces ante la propuesta de que la materia oscura puede estar compuesta por materia no bariónica, esta se puede clasificar en caliente, tibia o fría. Esta clasificación está relacionada con la dispersión de velocidades de la partícula en el momento en que se desacopló del plasma primigenio:

- **Materia oscura caliente:** aquellas que se mueven ultrarrelativistamente. Estas hacen referencia a una determinada partícula  $\chi$  de masa  $m_\chi$  con una velocidad relativista al momento de desacoplarse del plasma primigenio, por lo tanto, su temperatura cumple con la condición  $T_\chi \gg m_\chi$ .
- **Materia oscura fría :** aquella que no se mueven relativistamente al momento de desacoplarse ( $v_\chi \sim 0$ ), por lo cual  $T_\chi \ll m_\chi$ .
- **Materia oscura templada o tibia :** aquella que se mueven relativistamente.

Algunos de los candidatos a materia oscura más populares en el área de la física de partículas son:

- **Axiones:** Esta partícula es el bosón pseudo-Goldstone que resulta del rompimiento espontáneo de la simetría Peccei-Quinn, [Niemeyer, 2019]. Esta simetría se postula en 1977 en las extensiones del modelo estándar para resolver el problema de la violación carga-paridad **CP**<sup>5</sup> de la interacción fuerte en **QCD**. Las observaciones cosmológicas y las mediciones en los aceleradores de partículas acotan la masa del axión a valores de  $\lesssim 10^{-2}$  eV por lo que cae en la categoría de materia oscura fría. Una de las características

---

<sup>5</sup>Se basa en la composición de la simetría **C** y la simetría **P**, la primera afirma que las leyes de la Física son invariantes ante cambios de partículas de carga positiva a negativa y la segunda postula que la invarianza bajo inversiones especulares.

de los axiones es que dado que tiene interacciones extremadamente débiles con otras partículas, éstas podrían no estar en equilibrio térmico en el Universo temprano.

- **WIMPs**( Weakly Interacting Massive Particles) : son partículas que se desacoplan siendo no relativistas cuando el Universo tenía una temperatura de  $\simeq 1 \text{ GeV}$ , por lo que caen en la clasificación de materia oscura fría, [Gianfranco Bertone, 2018]. Las masas de los **WIMPs** abarcan un intervalo de  $10 \text{ GeV} - 1 \text{ TeV}$ . Como su nombre lo indica, es un partícula que interactúa débilmente y gravitacionalmente con el resto de las especies del modelo estándar.

Entre los candidatos se encuentran:

- **LSP**(Lightest Supersymmetric Particle): es el nombre genérico dado a la más ligera de las partículas hipotéticas adicionales que se encuentran en los modelos supersimétricos. En modelos con conservación de paridad R<sup>6</sup>, el **LSP** es estable; en otras palabras, el **LSP** no puede descomponerse en ninguna partícula del **SM** ya que poseen paridad R opuesta. Algunos ejemplos más conocidos son el sneutrino ligero, el neutralino ligero y el gravitónio.
- **LKP** (Lightest Kaluza-Klein Particle) : son las partículas hipotéticas que cumplen con la teoría de Kaluza-Klein (teoría **KK**) unificadora de la gravitación y electromagnetismo construida alrededor de la idea de una quinta dimensión más allá de los cuatro habituales del espacio y el tiempo, siendo considerada precursor de la teoría de cuerdas. Algunos de sus candidatos ligeros son el fotón **KK** y el neutrino **KK**, con masas en la escala **TeV** (para mas información, ver referencia Servant y Tait [2003]).
- **SIMPs** (Strongly Interacting Massive Particles) : se supone que los piones oscuros interactúan mucho más fuertemente entre sí, se sugiere que en el universo primitivo los piones oscuros habrían chocado entre sí, reduciendo la cantidad de materia oscura, pero a medida que el universo se expande, las partículas colisionarían cada vez con menos frecuencia, hasta ahora, cuando se extienden de manera tan delgada que casi nunca se encuentran. En la nueva hipótesis, los piones de materia oscura están formados por quark de materia oscura que se mantienen unidos por gluones de materia oscura. (Los quarks ordinarios están unidos por gluones normales), en esta propuesta el gluón oscuro tendría masa, [Maxim Laletin, 2019].

---

<sup>6</sup>Más información en: [https://es.wikipedia.org/wiki/Paridad\\_R](https://es.wikipedia.org/wiki/Paridad_R)

- **SUSY(SUperSYmmetry)**: postula la existencia de partículas supersimétricas compañeras al **SM**, pero con espín diferente, [Dris Boubaa, 2020]. Esta se presenta como una simetría de tipo espacio-temporal. Una extensión supersimétrica del **SM** resuelve los principales problemas de jerarquía dentro de la teoría.

Las partículas supersimetrías son los candidatos más populares para la física de partículas no descubiertas. Esta supersimetría hipotética relaciona las propiedades de los bosones y los fermiones, y a pesar de estar por ser verificada experimentalmente, es parte fundamental de muchos modelos teóricos.

De forma general el **SM** se construye a partir de simetrías fundamentales que dan lugar a leyes de conservación. En el caso de **SUSY**, esta incluye todas las simetrías que ya contiene el **SM** y añade otra más que involucra al espín. Esta teoría postula que a cada partícula del **SM** le corresponde un compañero supersimétrico que tiene el espín contrario, de modo que, por cada fermión, **SUSY** añade un bosón y por cada bosón se añade un fermión. Por tanto, el número de partículas predichas es el doble que en el **SM**, como se visualiza en la Figura 1-5.

Debido a que dichas compañeras supersimétricas aún no han podido ser creadas en el laboratorio, sus masas deben ser mucho mayores que las de las partículas originales. La especificación de dicho mecanismo da lugar al Modelo Mínimo Estándar Supersimétrico **MSSM** (**Minimal Supersymmetric Standard Model**), que intenta explicar el problema de la materia oscura del universo, [Tofighi A., 2009; Maniatis, 2009].

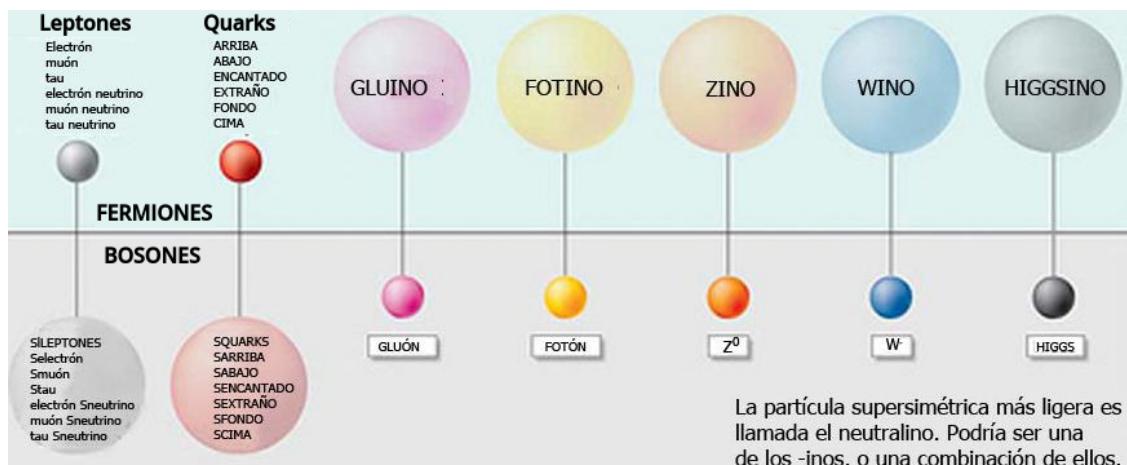


Figura 1-5: Extensión del Modelo Estándar bajo la existencia de la supersimetría (**SUSY**).

### 1.2.3 Extensión del Modelo Estándar con Supersimetría

El primer modelo supersimétrico compatible con el modelo estándar de la física de partículas es el **MSSM**, que fue enunciado en el año 1981 por Howard Georgi y Savas Dimopoulos. El modelo postula la existencia de partículas supersimétricas en la región entre  $10^2 - 10^3 \text{ GeV}$ , prediciendo su aparición en los experimentos de colisiones de partículas aceleradas.

El **MSSM** no es la única opción posible para la supersimetría más allá del **SM**, pero sí es la más popular dada su simplicidad, introduce el higgsino, thewino, el zino, junto con todos los squarks y sleptons (ver Fig. 1-5). La única forma inequívoca de reclamar el descubrimiento de la supersimetría es producir superpartículas en el laboratorio. Debido a que se espera que las superpartículas sean de 100 a 1000 veces más pesadas que el protón, se requiere una gran cantidad de energía para generarlas en los aceleradores de partículas. Sin embargo, ninguna de las compañeras supersimétricas de las partículas del **SM** han sido observadas hasta el momento.

#### Lagrangiano del modelo MSSM.

El **MSSM** impone la paridad R para explicar la estabilidad del protón agregando una ruptura de supersimetría al introducir operadores explícitos en el Lagrangiano que se le comunica mediante una dinámica desconocida, significando la presencia de 120 parámetros nuevos en el **MSSM**. Aunque no se conoce el mecanismo de ruptura de **SUSY**, este debe ser implementado de forma de que pueda proveer la solución al problema de jerarquía incluso en presencia del rompimiento de ésta. Para ello, las relaciones entre los acoplamientos adimensionales de la teoría antes del rompimiento deben mantenerse. El lagrangiano efectivo del **MSSM** tiene la forma:

$$\mathcal{L}_{\text{MSSM}} = \mathcal{L}_{\text{SUSY}} + \mathcal{L}_{\text{soft}} \quad (1-2)$$

donde  $\mathcal{L}_{\text{SUSY}}$  contiene todas las interacciones de gauge de Yukawa preservando la supersimétrica, más información en la referencia Kuroda [2005]. El potencial **MSSM** viene dado por la expresión:

$$W_{\text{MSSM}} = Q_L Y_U H_2 U_R + Q_L Y_D H_1 D_R + L_L Y_E H_1 E_R + \mu H_2 H_1 \quad (1-3)$$

la definición de sus términos se encuentra en la referencia Kuroda [2005]. El lagrangiano que rompe **SUSY**,  $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ , no está completamente determinado y su forma explícita así como el conjunto de parámetros involucrados dependen del mecanismo particular de ruptura de

**SUSY** implementado, siempre manteniéndose invariante frente  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Los términos soft proveen exitosamente de las masas de las partículas supersimétricas, a fin de que sean más pesadas que sus correspondientes compañeras del **SM**, y la ruptura espontánea de la simetría electrodébil requerida a bajas energías es necesaria para explicar la masa de las partículas.

En un tratamiento fenomenológico completo todos los parámetros del **MSSM** deberían dejarse libres y determinarse a partir de los datos observados, y luego de que los parámetros hayan sido medidos, de ahí se podría intentar extraer información de la física subyacente que está asociada con escalas de energía mayores a la de los experimentos. Sin embargo, realizar predicciones y análisis fenomenológicos con esta cantidad de parámetros no es posible, por lo cual es necesario realizar suposiciones para reducir los grados de libertad. Es debido a este motivo que no existe una definición precisa del **MSSM**.

Hay además problemas con la propia teoría **MSSM**, la mayoría de ellos resultado de la interpretación de los parámetros que lo componen. Por ejemplo, el parámetro de masa del Higgsino  $\mu$  (último término en el superpotencial de la ec. 1-3) debe tener muchos órdenes de magnitud menores a la escala de Planck, esta cuestión es llamada problema  $\mu$ . Mas aún, los términos de ruptura de la supersimetría también deben ser del mismo orden de magnitud que la escala electrodébil. Los términos adicionales en el lagrangiano del **MSSM** deben ser invariantes de **CP**, sin embargo hasta el momento ninguna violación de **CP** fuera del **SM** ha sido predicha, por lo que sus fases de violación **CP** deben ser pequeñas.

### Más allá del modelo **MSSM**.

El **NMSSM** (Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model) es una extensión supersimétrica del Modelo Estándar [Maniatis, 2009], este agrega un término adicional en el superpotencial de la ec. 1-3 para violar la simetría Peccei–Quinn por medio de un término cúbico de auto-acoplamiento,  $\mu H_2 H_1 \rightarrow \lambda S H_2 H_1 + \frac{1}{3} \kappa S^3$  [CMS Collaboration, 2019a], de esta forma se genera dinámicamente el parámetro  $\mu$  resolviendo el problema derivado del mismo. En **MSSM**, el sector de Higgs está altamente restringido, al extenderlo, se amplia esta restricción y se reducen las limitantes experimentales predichas en la teoría.

Con esta extensión se incluye un supercampo adicional como vimos anteriormente y se prevé la existencia de siete bosones de Higgs, tres bosones neutros  $h_{1,2,3}$  con simetría **CP**-par, dos bosones neutros  $n_{1,2}$  con **CP**-impar, y un par de Higgs cargados  $H^\pm$ . En los modelos **NMSSM**, dos de los tres bosones de Higgs neutros pares  $h_1$  o  $h_2$  pueden descomponerse en uno de los dos bosones de Higgs neutros impares de **CP** a través de  $h_{1,2} \rightarrow 2n_1$ , este debe

satisfacer la condición  $2m_{n_1} < m_{h_{1,2}}$ .

Debido a que no se ha observado ninguna de las partículas supersimétricas predichas, si es que existe **SUSY**, ésta debe estar rota. Para mantener la solución al problema de jerarquía, incluso en presencia del rompimiento simetría, este debe ser suave incluyendo términos soft al lagrangiano. Para el caso de **NMSSM** el rompimiento de **SUSY** es introducido explícitamente.

El rompimiento espontáneo de **SUSY** ocurre en un “sector oscuro”<sup>7</sup> con partículas que no tienen acoplamientos directos con el “sector visible”<sup>8</sup> del **NMSSM**, sin embargo, estos dos sectores comparten algunas interacciones que son las responsables de mediar el rompimiento de la supersimetría desde el sector oscuro al visible.

En modelo **SUSY** oscuro o **Dark-SUSY** supone como origen de la ruptura espontánea **U(1)** (una simetría global de Peccei–Quinn) el acoplamiento débil de unos fotones oscuros  $\gamma_D$  a sus homólogos del **SM** a través de un parámetro de mezcla cinética  $\epsilon$  descrito introducido en el lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{\text{KM}} \sim \frac{\epsilon}{2} F_{\mu\nu}^{\gamma} F^{\mu\nu} \quad (1-4)$$

donde  $F_{\mu\nu}^{\gamma} = \partial_{\mu} A_v^D - \partial_v A_{\mu}^D$  y  $A^D$  es el campo de calibración oscuro. Si el  $A_D$  es masivo, entonces las partículas **SM** adquieren una carga adicional bajo la interacción con el sector oscuro. Además, en los escenarios típicos de **Dark-SUSY**, el mezcla cinética del parámetro  $\epsilon$  está dentro del intervalo  $10^{-8} - 10^{-2}$  [CMS Collaboration, 2019a]. En este caso se teoriza que el neutralino  $n_1$  en el sector visible de **SUSY** ya no es estable y puede descomponerse a través de procesos como  $n_1 \rightarrow n_D + \gamma_D$ , donde  $n_D$  es un fermión oscuro (neutralino oscuro) que escapa a la detección con los instrumentos existentes actuales.

Con el desarrollo del modelo **NMSSM** y los modelos de supersimetría en el sector oscuro **Dark-SUSY**, es posible teorizar un conjunto de criterios de búsqueda destinados a minimizar los eventos de fondo sin dejar de ser independientes de los modelos utilizados. Suponiendo que  $\gamma_D$  solo puede descomponerse en partículas **SM**, muchas líneas de investigación realizan exploraciones para los posibles decaimientos  $h \rightarrow 2n_1$ , donde se incluye  $4\mu$  [CMS Collaboration, 2016, 2013],  $4\tau$ ,  $4\ell$  [CMS Collaboration, 2018; LHCb collaboration, 2016],  $4\ell/4\pi$  [CMS Collaboration, 2018],  $4\ell/8\ell$  [ATLAS Collaboration, 2016a],  $4b$  [ATLAS Collaboration, 2018b, 2016b],  $4\gamma$  [ATLAS Collaboration, 2014],  $2b/2\tau$  [ATLAS Collaboration, 2018a],  $2\mu 2\tau$  [Collaboration, 2015] y  $6q$  [CMS Collaboration, 2016] como posibles estados finales, siendo estos análisis contribuciones a un cuerpo existente de trabajo experimental en

---

<sup>7</sup>Proceso no observable con partículas de materia oscura

<sup>8</sup>Procesos observables con partículas de materia bariónica

la búsqueda de nuevos bosones.

### Decaimiento del fotón oscuro

Una de las características más importantes de una partícula es su tiempo de vida, esta depende, de los modos o canales de decaimiento disponibles, que al mismo tiempo están sujetos a las leyes de conservación para los números cuánticos apropiados, la fuerza de acoplamiento del proceso de decaimiento y las restricciones cinemáticas. De forma individual, es impráctico predecir la vida útil de una partícula, pero se puede especificar una distribución estadística para una muestra grande de partículas. De esta manera, es común tratar esta propiedad en términos de la tasa o ancho del decaimiento  $\Gamma$ , definida como la probabilidad por unidad de tiempo de que una partícula decaiga.

La probabilidad de que una sola entidad inestable deje de existir, después de existir por cierto intervalo, es proporcional a ese mismo intervalo y su constante de proporcionalidad, se define como tasa de descomposición. Para un conjunto de  $N \rightarrow \infty$  partículas elementales idénticas, la variación del número de partículas después de un tiempo  $t$  está dada por:

$$dN = -\Gamma N dt \quad \rightarrow \quad N(t) = N(0)e^{-\Gamma t} \quad (1-5)$$

El tiempo después del cual se espera que el conjunto se reduzca a  $1/e$  de su tamaño es definido como tiempo de vida:

$$\tau = \frac{1}{\Gamma} \quad (1-6)$$

Si hay múltiples modos de disminución disponibles  $\Gamma_{\text{Total}} \equiv \Gamma$ , entonces se puede asociar una tasa de disminución para cada modo, y la tasa total, será la suma de las tasas de los modos individuales:

$$\Gamma_{\text{Total}} = \sum_{i=1}^n \Gamma_i \quad (1-7)$$

En tales casos, a menudo nos interesan las características de algunas fracciones de ramificación, y con ellas, las probabilidades de descomposición por modos individuales:

$$B_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{\text{Total}}} \quad (1-8)$$

El ancho parcial para la descomposición del fotón oscuro en leptones **SM** se tiene una

expresión obtenida de su desarrollo en la referencia [Batell *et al.*, 2009], dada por:

$$\Gamma_{\gamma_D \rightarrow \bar{\ell}\ell} = \frac{1}{3} \alpha \epsilon^2 m_{\gamma_D} \sqrt{1 - \frac{4m_\ell^2}{m_{\gamma_D}^2}} \left( 1 + \frac{2m_\ell^2}{m_{\gamma_D}^2} \right) \quad (1-9)$$

donde  $m_\ell$  es la masa del leptón y los diferentes modos de descomposición comienzan desde  $m_{\gamma_D} > 2m_\ell$ . Además, el fotón oscuro se descompondrá en hadrones del **SM** para masas  $m_{\gamma_D} > 2m_\pi$ , con ancho parcial dado por:

$$\Gamma_{\gamma_D \rightarrow \text{hadrones}} = \frac{1}{3} \alpha \epsilon^2 m_{\gamma_D} \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{m_{\gamma_D}^2}} \left( 1 + \frac{2m_\mu^2}{m_{\gamma_D}^2} \right) R(s = m_{\gamma_D}^2) \quad (1-10)$$

donde  $R = \sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}} / \sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$ , donde  $\sigma$  es la sección eficaz, los valores son calculados en la referencia Batell *et al.* [2009]. Según las ecs. (1-9) y (1-10), los anchos de decaimientos son dependientes de  $\epsilon$  y  $m_{\gamma_D}$ , estos pueden factorizarse como  $(\Gamma_{\gamma_D \rightarrow \mu^+\mu^-} / \epsilon^2)^{-1} = f(m_{\gamma_D})$ , donde  $f(m_{\gamma_D})$  es solo dependiente de la masa del fotón oscuro. Los anchos de decaimientos para los diferentes modos de decaimiento del fotón oscuro y su ancho total (todos divididos por  $\epsilon^2$  para demostrar solo la dependencia de los anchos con  $m_{\gamma_D}$ ) se muestran en la Tabla 1-1. La relación de ramificación para la descomposición del fotón oscuro a un par de muones  $B_{\gamma_D \rightarrow \mu\mu} = \Gamma_{\gamma_D \rightarrow \mu^+\mu^-} / \Gamma_{\gamma_D}$  no depende de  $\epsilon$ , y se muestra como función de  $m_{\gamma_D}$ .

$m_{\gamma_D}$ (GeV)	0.25	0.275	0.3	0.4	0.7	1	1.5	2	8.5
$\Gamma_{\gamma_D}$ (MeV)	1	1.2	1.9	2.1	11.4	8.0	15.5	20.3	114.6
$f(m_{\gamma_D})$ (GeV $^{-1}$ )	952.9	817.2	538.9	480.2	87.4	125.1	64.6	49.2	8.7

Tabla 1-1: Ancho total y  $f(m_{\gamma_D})$ .

Las expresiones para los anchos parciales permiten el cálculo del tiempo de vida del fotón oscuro:

$$\tau_{\gamma_D} = \frac{1}{\Gamma_{\gamma_D}} = \frac{1}{\Gamma_{\gamma_D \rightarrow e^+e^-} + \Gamma_{\gamma_D \rightarrow \mu^+\mu^-} + \Gamma_{\gamma_D \rightarrow \text{hadrones}}} \quad (1-11)$$

El tiempo de vida está directamente relacionada con el parámetro  $\epsilon$  y la masa del fotón oscuro se obtiene:

$$\tau_{\gamma_D}(\epsilon, m_{\gamma_D}) = \frac{f(m_{\gamma_D})}{\epsilon^2} \quad (1-12)$$

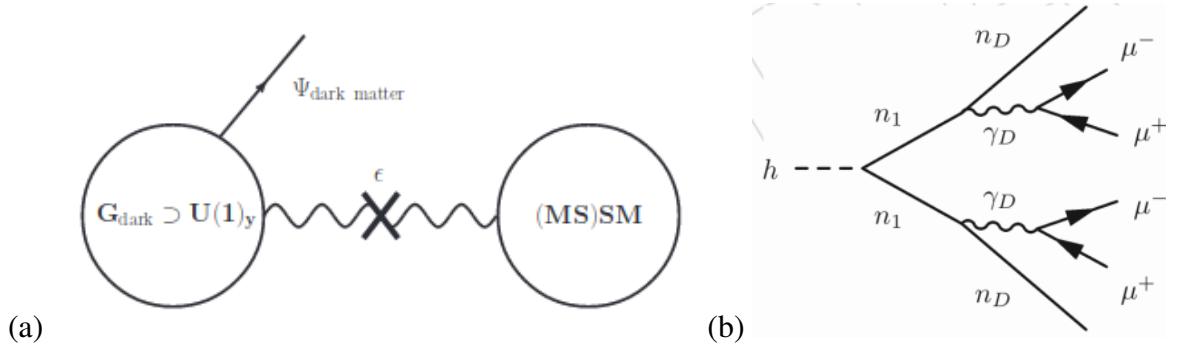


Figura 1-6: (a) Ilustración esquemática de la conexión entre el sector oscuro y el modelo estándar, los cuales están conectados mediante un término de mezcla dinámica. (b) Diagrama de Feynman **Dark-SUSY** del proceso vía  $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow 2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$ .

Es conveniente representar el tiempo de vida  $\tau_{\gamma_D}$  en unidades de distancia  $c\tau_{\gamma_D}$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz. Las restricciones sobre  $\epsilon$  y la masa del fotón oscuro podrían obtenerse a partir de las restricciones sobre el tiempo de vida del fotón oscuro porque están directamente relacionadas entre sí como se ve en las expresiones anteriores.

La descomposición del bosón neutralino visible  $n_1$  a un par de muones con carga opuesta es equivalente a  $\mathcal{B}(n_1 \rightarrow 2\mu)$ , con la inclusión de los modelos oscuros de **SUSY** que teorizan la ruptura de una nueva simetría  $U(1)_D$  dando lugar el fotón oscuro masivo  $\gamma_D$ , el cual es dependiente de su masa  $m_{\gamma_D}$  y el parámetro de mezcla cinética. Este proceso se muestra como una posible exploración de gran interés científico. El tiempo de vida corto de la partícula  $\gamma_D$  no se limita a valores pequeños ya que se espera que se mantenga estable por cierto período. Por lo que es importante acomodar la posibilidad de fotones oscuros de larga duración en las búsquedas requeridas. El diagrama de Feynman **Dark-SUSY** del proceso vía  $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow 2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$  se muestra en la Fig. 1-6b. Este modelo de referencia es solo un escenario posible, y se elige como una representación única de un rango muy amplio de espacio de parámetros disponibles.

## Capítulo 2 – Experimento LHC y Detector CMS

En este capítulo se realiza una descripción del experimento **CMS**, se definen conceptos básicos correspondientes a la Física de Altas Energías experimental. Se introducen las herramientas personalizadas para el trabajo de simulación, análisis y caracterización en el área de partículas, entre estas se encuentras ROOT, Delphes, Pythia8 o Madgraph. Además, se introducen elementos comparativos para la caracterización del experimento en las configuración actual Run-2 y en la prevista en el futuro correspondiente a Alta Luminosidad.

### 2.1 Física de Altas Energías con LHC

La Organización Europea para la Investigación Nuclear o **CERN**(Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) es el laboratorio de física de partículas más grande del mundo. Este laboratorio proporciona los aceleradores de partículas y otra infraestructura necesaria para la investigación de física de alta energía; como resultado, se han construido numerosos experimentos en el **CERN**. En la Fig. 2-1 se muestra un diagrama de las instalaciones y los proyectos en los que está dividido.

El **CERN** es fundamentalmente un conjunto interconectado de aceleradores de partículas cuyo primer elemento, el Sincro-Ciclotrón de protones o **SC** (Synchro-Cyclotron) se empezó a construir a mediados de 1955, sustituido por el Gran Coalición de Hadrones o **LHC**(Large Hadron Collider) puesto en funcionamiento el 2008. En la actualidad, gran parte de la actividad experimental que se realiza en el **CERN** está concentrada en la construcción de los experimentos para el **LHC**:

- **ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)** : Investiga una amplia gama de física, desde la búsqueda del bosón de Higgs hasta dimensiones adicionales y partículas que podrían formar materia oscura. Aunque tiene los mismos objetivos científicos que el experimento **CMS**, utiliza diferentes soluciones técnicas y un diseño de sistema magnético diferente. Página del proyecto : <https://atlas.cern>

---

<sup>0</sup>Página de enlace: <https://home.cern/>

- **CMS**(Compact Muon Solenoid) : Tiene un amplio programa de física que va desde el estudio del Modelo estándar (incluido el bosón de Higgs) hasta la búsqueda de dimensiones y partículas adicionales que podrían formar materia oscura. Está construido alrededor de un gran imán de solenoide. Página del proyecto : <https://cms.cern/detector>
- **LHCb** (Large Hadron Collider beauty) : experimento especializado en física del quark b, algunos de cuyos objetivos son la medida de parámetros de violación de simetría **CP** en las desintegraciones de hadrones que contengan dicho quark o la medida de precisión de las fracciones de desintegración (“branching ratios”) de algunos procesos extremadamente infrecuentes. Página del proyecto: <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public>
- **ALICE** (A Large Ion Collider Experiment) : es un detector de iones pesados, estudiar la física de la materia que interactúa fuertemente a densidades de energía extremas, donde se forma una fase de la materia llamada plasma quark-gluón. Página del proyecto: <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>

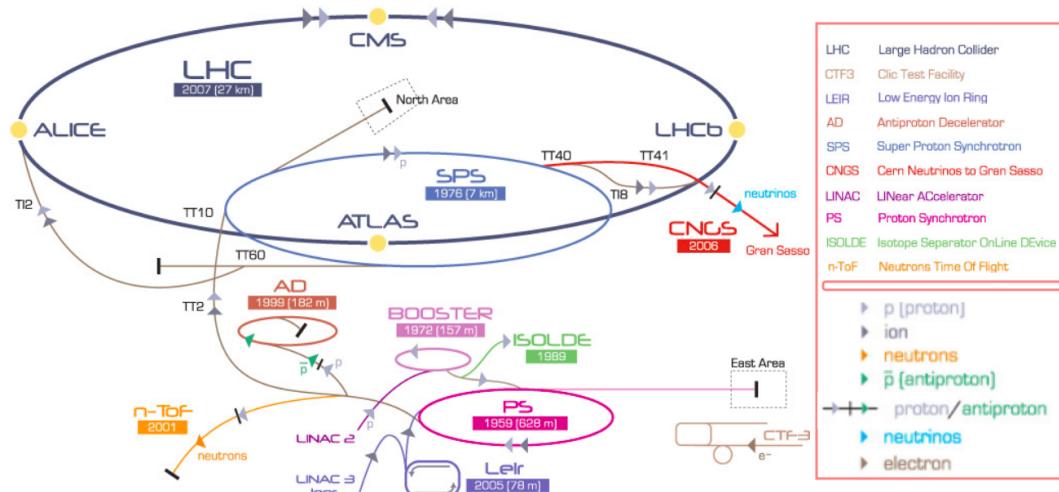


Figura 2-1: Diagrama de los experimentos que componen el centro de investigación del **CERN**.<sup>1</sup>

Uno de los experimentos considerado por sus resultados de los mas importantes es el **CMS**, el cual es uno de los detectores multi-usos del **CERN** como se puedo constatar anteriormente, dicho detector tiene la capacidad de cubrir un amplio rango de procesos físicos, siendo este junto con el experimento **ATLAS** los que reportaron la observación de la partícula de Higgs en el 2012. El mismo es uno de los recursos principales para las investigaciones relacionadas con la exploración de la materia oscura.

<sup>1</sup>Página de origen: <https://theconversation.com/goodbye-for-a-while-to-the-large-hadron-collider-12238>

## Actualizando LHC

El experimento **LHC** está continuamente en proceso de actualización aumentando continuamente el valor de su luminosidad  $\mathcal{L}$  y la eficiencia de sus detectores, de esta forma proporciona mediciones más precisas de nuevas partículas y permite observar raros procesos teorizados y de esta intentar aumentar nuestros conocimientos de la materia oscura. El aumento de la luminosidad se debe a que el número de eventos de un dado proceso producidos en un colisionador está dado por:

$$N = \mathcal{L}\sigma \quad (2-1)$$

donde  $\sigma$  es la sección eficaz del proceso físico y  $\mathcal{L}$  es la luminosidad integrada del acelerador. La luminosidad instantánea es uno de los parámetros más importantes para caracterizar el funcionamiento del acelerador, definida como el número de partículas (protones o iones pesados en el caso del **LHC**) por unidad de tiempo y unidad de área, y puede calcularse mediante la relación:

$$\mathcal{L} = f_{\text{rev}} n_b \frac{\mathbf{N}_1 \mathbf{N}_2}{\mathbf{A}} \quad (2-2)$$

donde  $f_{\text{rev}}$  es la frecuencia de revolución,  $n_b$  es el número de bunches (paquetes de protones) por haz,  $\mathbf{N}_i$  es el número de partículas en cada bunch y  $\mathbf{A}$  es la sección efectiva del haz, que puede expresarse en término de los parámetros del acelerador como:

$$A = \frac{4\pi\epsilon_n\beta^*}{\gamma F} \quad (2-3)$$

donde  $\epsilon_n$  es la emitancia transversal normalizada (la dispersión transversal media de las partículas del haz en el espacio de coordenadas e impulsos),  $\beta^*$  es la función de amplitud en el punto de interacción, relacionada al poder de focalización de los cuadrupolos),  $\gamma$  es el factor relativista de Lorentz y  $F$  es un factor de reducción geométrico, debido al ángulo de cruce de los haces en el punto de interacción.

Después de 2019, la ganancia estadística al ejecutar el acelerador sin un aumento considerable de luminosidad más allá de su valor de diseño fue más de la prevista. El tiempo de ejecución necesario para reducir a la mitad el error estadístico en las mediciones. Por lo tanto, para mantener el progreso científico y explorar su capacidad total, el **LHC** necesitará un aumento decisivo de su luminosidad. Por eso, cuando el Consejo del **CERN** adoptó la Estrategia Europea para la Física de Partículas en Bruselas el 30 de mayo de 2013, se acordó que su primera prioridad sería:

*“La máxima prioridad de Europa debería ser la explotación de todo el potencial del LHC, incluido el actualización de alta luminosidad de la máquina y los detectores con el fin de recopilar diez veces más datos que en el diseño inicial, alrededor de 2030”*

cita traducida de la referencia Wells [2015]

Además se reemplazarán los imanes triples internos (el responsable de exprimir el rayo en caso de colisión) y de todos los cambios de hardware necesarios para permitir una ambiciosa actualización de luminosidad. Con algunas de las modificaciones ya cumplidas en 2019 (*LS2*), esta nueva fase de la vida del **LHC** se ha denominado “**LHC de alta luminosidad**” (**HL-LHC**) y tiene la aspiración de alcanzar el sorprendente umbral de  $3000 \text{ fb}^{-1}$  en 10-12 años, entregando hasta la actualización aproximadamente  $\sim 300 \text{ fb}^{-1}$  durante ese período (ver Fig. 2-2).

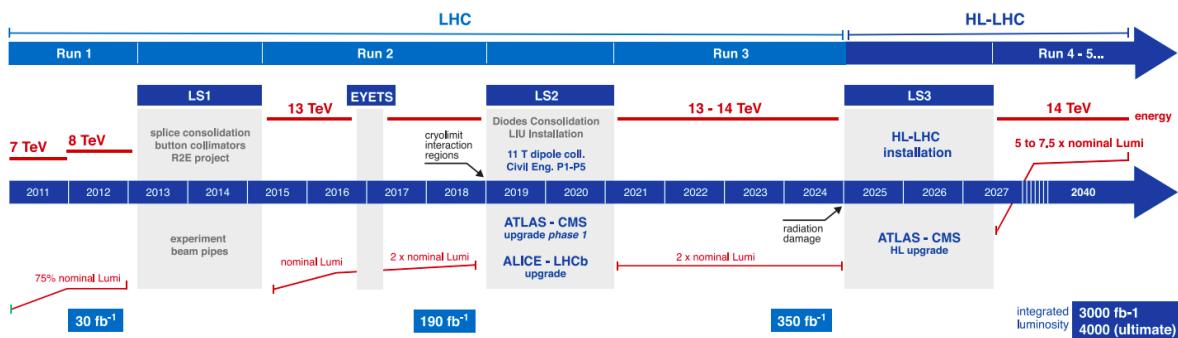


Figura 2-2: Plan de actualización del experimento **LHC**.<sup>2</sup>

Con la actualización del **LHC** se espera aumentar los conocimiento más allá del Modelo Estándar y su bosón de Higgs, siendo sus apuestas a la misteriosa materia oscura, con la teoría de la supersimetría. Pero para lograr actualizar una maquinaria tan compleja a tan gran escala se planifica una década en completarse. Esta extraordinaria empresa técnica dependerá de una combinación de imanes superconductores de vanguardia, cavidades de radiofrecuencia superconductoras compactas y ultraprecisas para la rotación del haz, así como enlaces superconductores de alta potencia de 100 m de largo con disipación de energía cero. Además, las altas luminosidades generarán nuevas demandas de vacío, criogenia y protección de la máquina, y requerirán nuevos conceptos para la colimación y el diagnóstico, modelado avanzado para el haz intenso y nuevos esquemas de cruce del haz para maximizar la salida física de las colisiones.

<sup>2</sup>Página de origen: <https://hilumilhc.web.cern.ch/content/hl-lhc-project>

## 2.2 Experimento CMS

El experimento Solenoide Compacto de Muones o **CMS**(Compact Muon Solenoid) tiene la capacidad de cubrir un amplio rango de procesos físicos, este experimento consiste de varios subsistemas los cuales están diseñados para la identificación de prácticamente todas las partículas del modelo estándar. Para su diseño se tomó en cuenta cómo cada partícula interacciona con la materia, por ejemplo las partículas cargadas son identificadas por medio de detectores a base de silicio y de gas noble, permitiendo determinar con precisión el tiempo y localización de las partículas. La variedad de interacciones por tipo de partícula se puede ver en la Fig. 2-3.

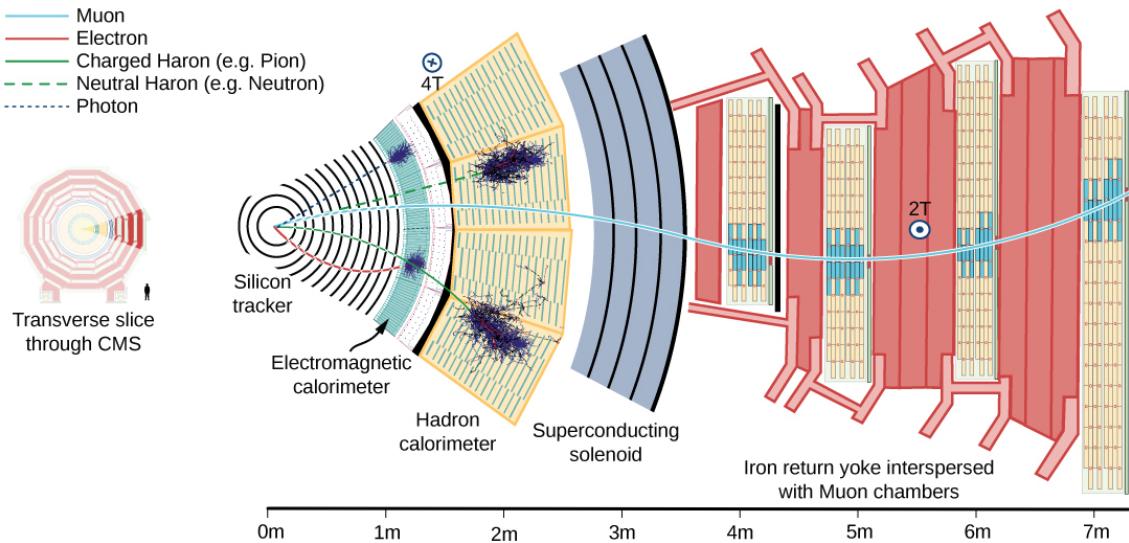


Figura 2-3: Detector de solenoide de muón compacto. El detector consta de varias capas, cada una responsable de medir diferentes tipos de partículas.<sup>3</sup>

El **CMS** es un detector de propósito general, capaz de estudiar múltiples aspectos de las colisiones de protones hasta 14 TeV, este contiene sistemas para medir la energía y la cantidad de movimiento de fotones, electrones, muones y otras partículas producto de las colisiones [Ressegotti, 2019]. La capa detectoras (ver Fig. 2-3) se pueden dividir en:

- **El detector de trazas de Silicio (The Silicon tracker):** para calcular el momento de una partícula es rastrear su camino a través de un campo magnético; cuanto más curvaba el camino, menos impulso tenía la partícula. El detector de trazas **CMS** registra los caminos tomados por las partículas cargadas al encontrar sus posiciones en varios

<sup>3</sup>Página de origen: <http://ippog.web.cern.ch/resources/2011/cms-slice-july-2010-version>

puntos clave. De esta forma se reconstruyen los caminos de muones de alta energía, electrones y hadrones (partículas formadas por quarks), así como ver las huellas que provienen de la descomposición de partículas de vida muy corta.

El detector de trazas **CMS** está hecho completamente de silicio: los píxeles, en el núcleo mismo del detector y que se ocupan de la mayor intensidad de partículas, y los detectores de microstrip de silicio que lo rodean. A medida que las partículas viajan a través del detector, los píxeles y las microstrips producen pequeñas señales eléctricas que se amplifican y detectan.

- **Calorímetro electromagnético o ECAL (Electromagnetic CALorimeter):** componente diseñado para medir con alta precisión las energías de electrones y fotones, está construido a partir de cristales de plomo tungstato **PbWO<sub>4</sub>**, por ser un material extremadamente denso pero ópticamente transparente, de aquí que se utilice para detener partículas de alta energía, este material está hecho principalmente de metal y es más pesado que el acero inoxidable. Para mayor precisión espacial, el **ECAL** también contiene detectores de “preshower” que se encuentran frente a las tapas finales, permitiendo distinguir entre fotones individuales de alta energía (a menudo signos de física emocionante) y los pares cercanos menos interesantes de fotones de baja energía. Está calibrado para discriminar entre de piones y fotones.
- **El calorímetro de hadrones o HCAL(Hadronic CALorimeter):** mide la energía de los hadrones, además, proporciona una medición indirecta de la presencia de partículas no cargadas que no interactúan, como los neutrinos. Consta de capas de material denso (latón o acero) intercaladas con baldosas de centelleadores de plástico, leídas a través de fibras que cambian la longitud de onda mediante fotodiodos híbridos, de esta forma se permite la máxima cantidad de material absorbente dentro de la bobina magnética.
- **Solenoide supercondutor (Superconducting Solenoid):** es el dispositivo central alrededor del cual se construye el experimento, con un campo magnético que permite determinar la relación carga/masa de partículas a partir de la pista curva que siguen en el campo magnético. Tiene 13 m de largo y 6 m de diámetro, y sus bobinas de niobio-titanio superconductoras refrigeradas estaban destinadas originalmente a producir un campo magnético . Es componente tiene la función de doblar los caminos de las partículas que emergen de colisiones, permitiendo determinar con la trayectoria curvada por el campo magnético el impulso, combinado con mediciones de posición

de alta precisión en los detectores de muones, esto permite una alta medición en sus resultados.

- **Los detectores de muones :** dedicado a la detección de muones, siendo estas partículas cargadas y 200 veces más masivas que los electrones y positrones, se espera que se produzcan en la descomposición de una serie de posibles partículas nuevas. Debido a que los muones pueden penetrar varios metros de hierro sin interactuar, ninguno de los calorímetros de **CMS** los detiene. Por lo tanto, las cámaras para detectar muones se colocan en el borde mismo del experimento, donde son las únicas partículas que pueden registrar una señal. Para identificar muones y medir sus momentos, **CMS** utiliza tres tipos de detectores:
  - **Tubos de deriva o DT(Drift Tubes)** : se usan para mediciones de trayectoria precisas en la región central del barril.
  - **Cámaras de banda catódica o CSC(Cathode Strip Chambers)** : se usan para mediciones de trayectoria precisas en los extremos del barril.
  - **Cámaras de placas resistivas o RPC(Resistive Plate Chambers)** : proporcionan una señal rápida cuando un muón pasa a través del detector.

### 2.2.1 Actualizando CMS

El objetivo del programa **LHC** de Alta Luminosidad o **HL(High Luminosity)** es reco-  
pilar una luminosidad integrada de  $3000 \text{ fb}^{-1}$ , opcionalmente hasta  $4500 \text{ fb}^{-1}$ , en aproxi-  
madamente ocho años de operaciones a partir de 2028 y con una luminosidad máxima de  
 $7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Como la separación de cruce de racimo se mantendrá igual que hoy  
(25 ns), el aumento de la luminosidad instantánea dará como resultado hasta 200 colisiones  
inelásticas protón-protón por cruce de racimo (pileup) mientras que la luminosidad integrada  
conducirá a un entorno de radiación hostil sin precedentes.

El diseño esperado del detector de trazas se muestra en la Fig. 2-4, la región interna o **Inner Tracker (IT)**, donde  $r < 20 \text{ cm}$  ( $r < 30 \text{ cm}$  para  $|z| > 120 \text{ cm}$ ), se espera una ins-  
trumentaria con alta granularidad detectores de píxeles que garantizan un reconocimiento de  
patrones eficiente en el entorno de alta densidad de pistas para la de **HL**. Específicamente,  
las características principales del detector actualizado serán:

- Contribuir a que el disparador **L1** mida a 40 MHz el momento de partículas cargadas y  
rechace aquellas con  $p_T < 2 \text{ GeV}$ .

---

<sup>4</sup>Basada en la Fig. 1 del artículo Migliore [2019]

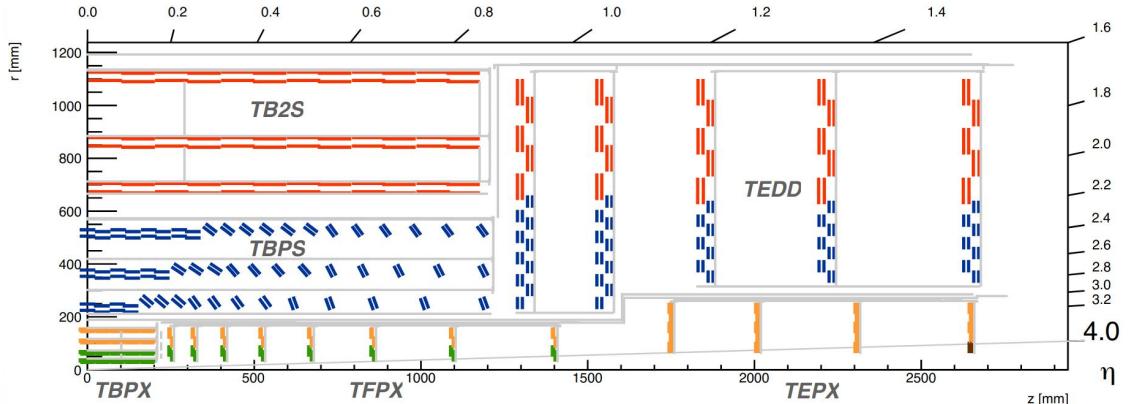


Figura 2-4: Diagrama de una cuarta parte del diseño del detector de trazas CMS para HL-LHC en la dirección  $z$  del detector. Los módulos de chips de lectura internos o Inner Tracker 1x2 y 2x2 se muestran en verde y amarillo respectivamente, los módulos externos o Outer Tracker PS y 2S en azul y rojo.<sup>4</sup>.

- Aumentar la eficiencia de detección para valores de  $|\eta| < 4$  que previamente era de  $|\eta| < 2.4$ .
- Garantizar una medición precisa del momento y mantener un bajo nivel de rastreos falsos mediante una optimización de diseño y una reducción del “*material budget*”.

## 2.2.2 Identificación y Reconstrucción de Muones

La identificación de partículas es parte del proceso de análisis y estudio en el LHC, para hacer eficiente el proceso de detección, algoritmos y nuevos conceptos tuvieron que definidos e implementados para un aprovechamiento del equipamiento, con la intención de maximizar las observaciones válidas de las partículas que se estudian, en especial la identificación de procesos en los que intervienen los muones sigue siendo uno de los objetivos del proyecto por lo que se hace necesario analizar parte del proceso de identificación y reconstrucción de muones.

### Reconstrucción de muones.

La reconstrucción de muones es un algoritmo sistemático que se ejecuta en un software de reconstrucción que utiliza información de impacto para rechazar objetos físicos, muones. La reconstrucción de muones se realiza en el detector de trazas y el sistema de muones, y se compone de tres pasos secuenciales: reconstrucción local, reconstrucción independiente y reconstrucción global.

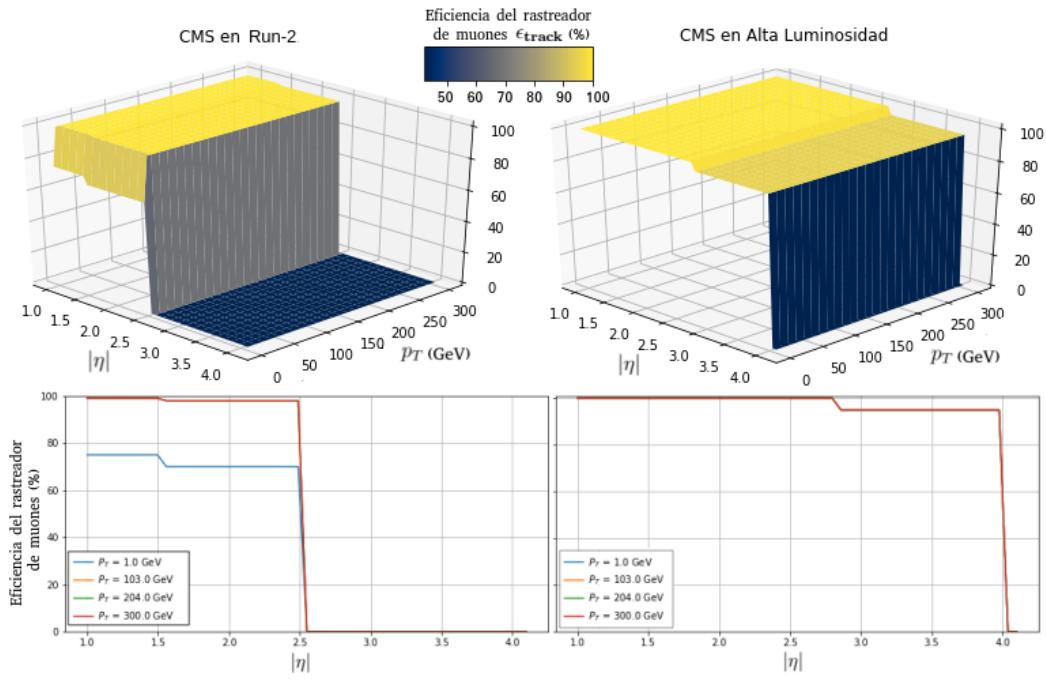


Figura 2-5: Probabilidad de localización de los muones en condiciones de Run-2 (izquierda) y HL (derecha).

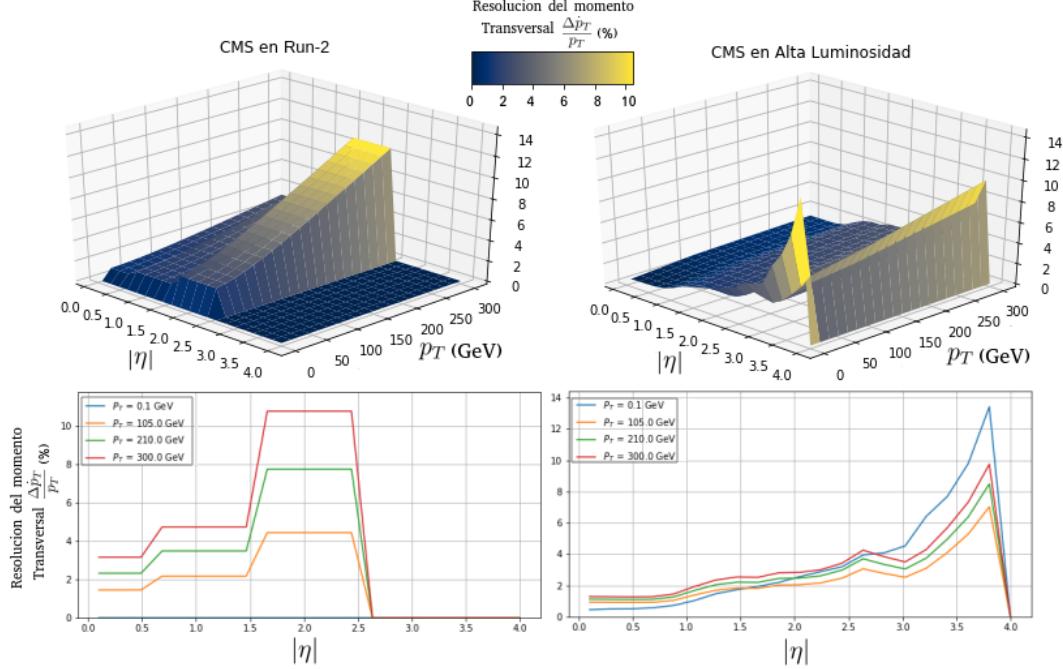


Figura 2-6: Resolución del momento de los muones en condiciones de Run-2 (izquierda) y HL (derecha).

En la Fig. 2-5 se puede observar como aumenta la capacidad del experimento **CMS** para diferentes condiciones del experimento, en esta se evidencia el aumento de la detección de los muones con valores de  $\eta > 2.4$ , esto es parte del proceso de actualización a Alta Luminosidad. Además la resolución de los valores de momento重建idos de los muones en las condiciones actuales del experimento y en las previstas de alta luminosidad se puede ver en la Fig. 2-6, es clara la disminución del error para la región común ( $0 < \eta < 2.4$ ).

La reconstrucción local utiliza la información del golpe recopilada por el sistema muon para construir pistas; entonces, la información de la pista, como entrada, se alimenta al algoritmo de reconstrucción independiente. La reconstrucción global utiliza no solo información de reconstrucción independiente, sino también golpes de seguimiento de silicio. La reconstrucción del muón coincide con el camino del muón desde el sistema de muones al detector de trazas de silicio. La reconstrucción independiente se llama reconstrucción de Level-2 y la reconstrucción global se llama reconstrucción de Level-3. Los muones重建idos por reconstrucción independiente y global se denominan, respectivamente, muones independientes y muones globales.

### **Identificación de muones.**

La “D0 muon ID” es un algoritmo utilizado para seleccionar candidatos a muones y es un algoritmo complementario para la reconstrucción estándar. A diferencia de la reconstrucción estándar, utiliza información de energía adicional de **ECAL** y **HCAL**, y está al revés en términos de información del detector. Muon Identificación primero reconstruye las pistas de los detectores de trazas de silicio y luego utiliza la información de la **ECAL** y la **HCAL**.

También se consideran los detectores que no están asociados con ningún rastro de muones independiente, lo que le permite reconstruir algunos muones de  $p_T$  bajos sin suficiente energía para alcanzar el sistema muónico. Estos bajos  $p_T$  muones pueden no ser重建idos como muones globales, pero son identificados por el algoritmo de identificación de muones. Los muones重建idos por el algoritmo de identificación se denominan muones rastreados (“tracker muons”).

### **Aislamiento de muones**

Ya que se espera que los muones provenientes de la señal estén aislados sin depósitos sustanciales en el detector de trazas y en los calorímetros, entonces definiéndose un cono alrededor del muón como se muestra en la Fig. 2-7a y considerando las posiciones del detector de trazas y calorímetro dentro de él, se calcula la energía transversal total  $E_T$

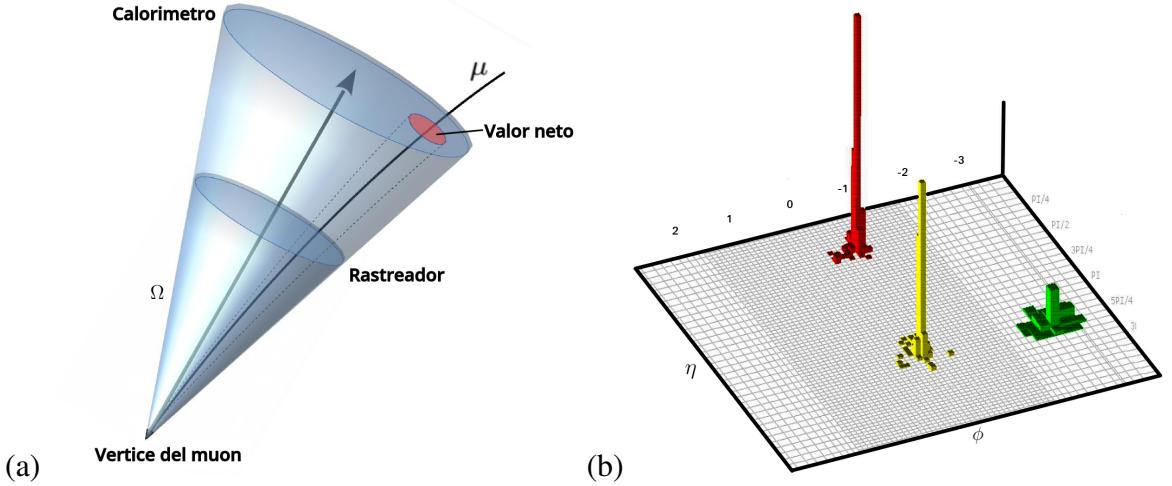


Figura 2-7: (a) Ilustración esquemática del cono de aislamiento. La dirección del muón en el vértice define el eje del cono; (b) Segmentación en el plano  $\eta \times \phi$  en CMS sobre el que se muestran torres de energía definidas para coincidir con la segmentación o resolución del calorímetro, basada en la Fig. 1 de la referencia Pi *et al.* [2005].

El muón se considera aislado si estas deposiciones no exceden algunos umbrales. La aplicación del aislamiento en la selección de muones ayuda a reducir el fondo proveniente de muchas fuentes, especialmente **QCD**, pero también de objetos pesados como  $Z$  y  $W+jets$ . En muchas investigaciones, se han estudiado y aplicado muchos criterios de aislamiento, utilizando información de los detectores. La elección más robusta y típica realizada es aquella que contemple a todos los detectores, para tener un análisis con un criterio de aislamiento híbrido, dependiente de  $p_T$ , basado en una combinación de información en el detector de trazas, **HCAL** y **ECAL**. Específicamente, la variable de aislamiento basada en el detector de trazas  $SumP_T$  se define como la suma escalar del  $p_T$  en el plano  $\eta \times \phi$  del detector de trazas dentro del cono correspondiente a  $\Delta R < 0.3$  donde:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} \quad (2-4)$$

donde  $\eta$  es la pseudorapidez y  $\phi$  el ángulo azimutal. Entonces, alrededor del muón ( $0.01 < \Delta R < 0.3$  en el plano del detector) se define como:

$$SumP_T = \sum_{0.01 < \Delta R < 0.03}^{tracking} p_T^{tracking} \quad (2-5)$$

En los calorímetros, las variables  $hadE_T$  y  $emE_T$ , correspondientes a la **HCAL** y **ECAL**

respectivamente, se calculan como la suma escalar de la energía transversal depositada sobre las torres de los calorímetros (ver Fig. 2-7b) en un cono de  $\Delta R < 0.3$  alrededor del muón:

$$hadE_T = \sum_{0.01 < \Delta R < 0.03}^{\text{HCAL}} E_T^{\text{torres}} \quad y \quad emE_T = \sum_{0.01 < \Delta R < 0.03}^{\text{ECAL}} E_T^{\text{torres}} \quad (2-6)$$

El aislamiento del detector de trazas es más importante que el de los calorimétricos, pero una combinación de los posibles aislamiento unidos a **ECAL** y **HCAL** funciona mejor. Esta combinación se construye como:

$$Iso_\mu = hadE_T + emE_T + Sump_T \quad (2-7)$$

### Eficiencia Muon

Las secciones anteriores describen brevemente cada parte del experimento **CMS** desde la vía interna, más cercana a la línea del haz, hasta el sistema de muones más externo. Muchos análisis físicos requieren la probabilidad de que un muón se reconstruya como un objeto muón, dado que el muón se produce en un evento. En general, esa probabilidad se llama eficiencia, siendo la relación entre el número de muones que pasan los criterios deseados y el número total de muones producidos, se puede definir como:

$$\epsilon_\mu = \epsilon_{\text{track}} \cdot \epsilon_{\text{id}} \cdot \epsilon_{\text{iso}} \cdot \epsilon_{\text{trig}} \quad (2-8)$$

donde  $\epsilon_{\text{track}}$  es la eficiencia del detector de trazas de muones, es decir, la probabilidad de que un muón producido en un evento también se reconstruya;  $\epsilon_{\text{id}}$  es la eficiencia de identificación del muón, o sea, la probabilidad de que un muón pase por un grupo de criterios de selección, dado que es un muón reconstruido;  $\epsilon_{\text{iso}}$  es la eficiencia de aislamiento del muón, la probabilidad de que un muón reconstruido esté aislado.  $\epsilon_{\text{trig}}$  es la eficiencia del disparador, la probabilidad de que un muón reconstruido y aislado se dispare en términos de un umbral de  $p_T$  dado.

La eficiencia de la reconstrucción muónica depende de dos factores principales: la configuración de los detectores **CMS** y el valor del momento transversal  $p_T$  de los muones. Esta eficiencia está influenciada por la ruta a través de la cual pasa un detector, porque el detector no es homogéneo, por lo tanto, la pseudoapizel  $|\eta|$  y el ángulo azimutal  $\phi$  desempeñan un papel en la decisión de la eficiencia del muón. Como el detector es muy simétrico con respecto a  $\phi$  no influye significativamente en la eficiencia del muón. La  $p_T$  de los muones decide

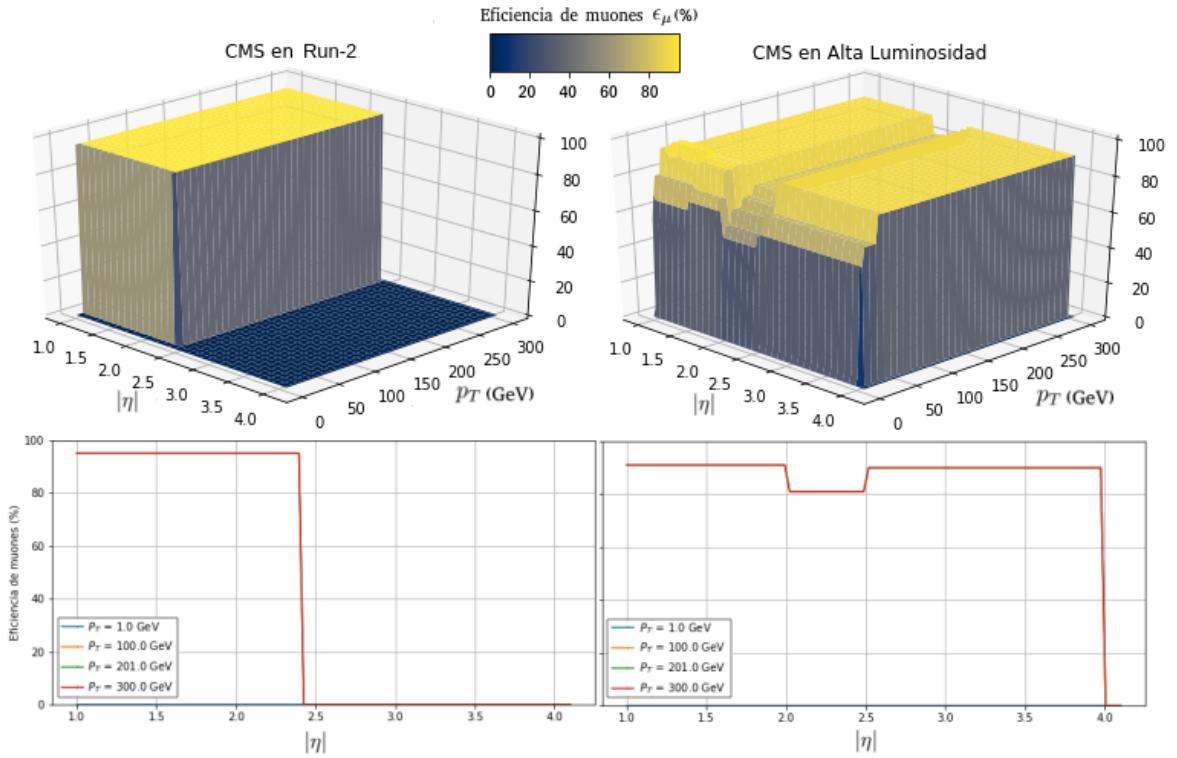


Figura 2-8: Eficiencia de reconstrucción de los muones en condiciones de Run-2 (izquierda) y HL (derecha).

si tienen suficiente energía para llegar al sistema muónico, debido a que los muones independientes necesitan más de una estación para ser alcanzados en el sistema muónico, los muones con bajo  $p_T$  no pueden reconstruirse como muones independientes. Toda esta información es resumida en archivos \*.tcl característicos para uso del programa **Delphes**, aunque solo de forma básica ya que este describe de forma simplista y general el sistema.

### 2.3 Simulación en Altas Energías

Gracias a la infraestructura desarrollada dentro del experimento **CMS**, los equipos de análisis de física de altas energías ahora pueden preservar fácilmente su código de análisis en formatos de contenedores Linux, de modo que pueda usarse con fines de reinterpretación, con ellos viene incluido como una receta, el orden exacto en que las diversas tareas de un análisis deben llevarse a cabo y el conocimiento de cómo usarlo exactamente para poder extraer nueva ciencia.

Entre las herramientas más básicas y robusta de la biblioteca desarrollada por el **CERN** es el programa orientado a objetos **ROOT**, este fue originalmente diseñado para el análi-

sis de datos de física de partículas y contiene varias características específicas de este campo. Este proporciona todas las funcionalidades necesarias para manejar el procesamiento de grandes datos, el análisis estadístico, la visualización y el almacenamiento. Está escrito principalmente en **C<sup>++</sup>** pero integrado con otros lenguajes como **Python** y **R**, es la base también de muchos de sus sistemas, conteniendo las librerías necesarias para su ejecución.

El proyecto **RECAST** (**R**equest **E**fficiency **C**omputation for **A**lternative **S**ignal **T**heories) combina la motivación científica para un poderoso programa de reinterpretación en el **LHC** con las capacidades técnicas que ofrecen los lenguajes de flujo de trabajo y los entornos de software. Los principales grupos de búsqueda dentro de la colaboración **LHC** ahora requieren que se conserven nuevos análisis utilizando estas nuevas herramientas, de modo que cuando los teóricos proponen un nuevo modelo de física, la colaboración puede reutilizar estos análisis archivados para derivar una primera evaluación a través de la reinterpretación. También se espera que los análisis conservados se usen en una ola de estudios de resumen planificados una vez que se finalicen los análisis de datos de la segunda ejecución del **LHC**, entre ellos los modelos supersimétricos, de esta forma permitir una evaluación detallada del estado de la supersimetría más allá del alcance más estrecho de los modelos individuales.

### 2.3.1 Implementando ROOT

Como ya se trato anteriormente **ROOT**<sup>5</sup> es un “framework” para el procesamiento de datos, nacido en el **CERN**, dedicado principalmente para la investigación sobre física de altas energías. Todos los días, miles de físicos utilizan aplicaciones **ROOT** para analizar sus datos o realizar simulaciones, entre sus utilidades encontramos:

- **Guardar datos:** compactación en forma binaria comprimida en un archivo de extensión **\*.root**, siendo archivos autodescriptivos, por lo que facilita obtener información sobre los modelos utilizados para describirlos. Su característica principal es ser un contenedor de datos llamado árbol, con sus subestructuras ramas (“*branch*”) y hojas (“*leave*”). Un árbol puede verse como una ventana deslizante a los datos sin procesar, tal como se almacenan en un archivo. Los datos de la siguiente entrada en el archivo se pueden recuperar avanzando el índice en el árbol. Esto evita los problemas de asignación de memoria asociados con la creación de objetos y permite que el árbol actúe como un contenedor liviano mientras se maneja el almacenamiento.
- **Acceso a los datos:** se accede a los datos guardados en uno o varios archivos **ROOT** desde la web o sistemas de entrega de archivos a gran escala. Los árboles **ROOT** distri-

---

<sup>5</sup>Página del Proyecto: <https://root.cern.ch>

buidos en varios archivos se pueden encadenar y acceder como un objeto único, lo que permite bucles sobre grandes cantidades de datos.

- **Mina de datos:** posee potentes herramientas matemáticas y estadísticas para operar con sus datos, todo sobre C++, preparado para el procesamiento en paralelo cuando se requiera la manipulación de los mismos. Permite la generación de cualquier distribución estadística y modelados, logrando simular sistemas complejos.
- **Gráfica resultados:** los datos se pueden mostrar con histogramas, diagramas de dispersión, funciones de ajuste ya integradas como herramientas en su biblioteca.
- **Ejecución interactiva o creación de aplicaciones:** Puede usar el intérprete Cling C++ para sus sesiones interactivas y para escribir macros, o puede compilar su programa para que se ejecute a toda velocidad, siempre dando la posibilidad de crear una interfaz gráfica de usuario.

Hay muchas herramientas creadas a partir de ROOT, entre ellas se pueden destacar el generador **MC** (Monte Carlos) **Madgraph**, y entre las herramientas interactivas a **EVE**.

### 2.3.2 Generador Monte Carlos con Madgraph5

Las colisiones de alta energía entre partículas elementales normalmente dan lugar a estados finales complejos, con grandes multiplicidades de hadrones, leptones, fotones y neutrinos. La relación entre estos estados finales y la descripción física subyacente no es simple, ya que no se posee una comprensión completa de la física a implementar y cualquier enfoque analítico se vuelve intratable por las grandes multiplicidades.

La forma de abordar este problemática es generando eventos completos por los métodos de **MC**, la complejidad se domina mediante una subdivisión del problema completo en un conjunto de tareas separadas más simples, simulando todos los aspectos principales de los eventos: selección de procesos duros, la radiación de estado inicial y final, los restos de haces, la fragmentación, las desintegraciones, el cálculo de secciones transversales y su coincidencia con generadores de eventos, etc. Esto resulta en eventos que deben ser directamente comparables con los observables experimentalmente y de esta forma programas pueden usarse para extraer la física de las comparaciones con los datos existentes, o para estudiar la física en experimentos futuristas.

Con el objetivo de reproducir un análisis **LHC**, y siendo una de sus herramientas mas importantes desarrollada por el proyecto y la solución a los problemas anteriormente planteado, tenemos a **MadGraph5\_aMC** [Alwall *et al.*, 2014] siendo un “framework” que tiene como objetivo proporcionar todos los elementos necesarios para la fenomenología del **SM** y

extensiones, permitiendo el uso de una variedad de herramientas relevantes para generación, manipulación y análisis de eventos.

La salida del mismo son archivos `*.lhe` o **LHEF** (Les Houches Event File), estos datos son los que obtenemos de un generador **MC**(Monte Carlos) como **MadGraph5\_aMC**. Esta salida contiene varios parámetros cinemáticos de todas las partículas involucradas en los procesos junto con la descripción de procesos simulados, parámetros de modelo y condiciones de ejecución. El análisis con **LHEF** se realiza para comprender varias propiedades cinemáticas básicas de la muestra de **MC** producida. Las variables cinemáticas asociadas con diferentes partículas del evento se pueden obtener utilizando este método.

El principal conjunto de herramientas que componen la herramienta **MadGraph5\_aMC**, o a las que puede ser integrada son: **Delphes** (de Favereau *et al.* [2014a]), **MadAnalysis4** y **MadAnalysis5** [Conte *et al.*, 2013], **ExRootAnalysis**, **Golem95** [Binoth *et al.*, 2008], **QCDLoop**, **maddm**, **maddump**, **pythia8** [Sjöstrand *et al.*, 2015], **lhapdf5** y **lhapdf6** [Buckley *et al.*, 2015], **collier** [Denner *et al.*, 2017], **hepmc**, **mg5amc\_py8\_interface**, **ninja**, **oneloop**. Su implementación se hace necesaria para estudios de partículas, dada su versatilidad, aunque sea una herramienta de altas exigencias en conocimiento de programación y trabajo en el sistema Linux.

Para uso futuro como parte de esta investigación se profundizará en las herramientas **pythia8** y **Delphes**, estás a pesar de poderse ejecutar de forma independiente pueden ser integradas con facilidad dentro del programa de **Madgraph** y de esta manera planificar la receta de nuestro proceso a reconstruir.

### 2.3.3 Hadronización con **pythia8**

El programa **pythia8** [Sjostrand *et al.*, 2015] es una herramienta estándar para la generación de colisiones de alta energía con mas de 35 años de desarrollo y actualización, este comprende un conjunto coherente de modelos físicos para la evolución de un proceso difícil de pocos cuerpos a un estado final multihadrónico complejo. Contiene una biblioteca de procesos y modelos complejos para los estados inicial y final del *parton showers* [Nagy y Soper, 2018], múltiples interacciones de *parton-parton*, *beam remnants*, *tring fragmentation* y *article decays*. También tiene un conjunto de utilidades e interfaces para programas externos.

Las versiones anteriores se escribieron en **Fortran**, aunque ha sido completamente reescritura **C<sup>++</sup>**. Su versión mas actual es una opción atractiva para los estudios de física del **LHC** pero el programa también se utiliza para una multitud de otros estudios fenomenológicos o experimentales.

Las principales tareas realizadas por el programa incluyen la exploración de las consecuencias experimentales de los modelos teóricos, el desarrollo de estrategias de búsqueda, la interpretación de datos experimentales y el estudio del rendimiento del detector. De este modo, abarca toda la vida útil de un experimento, desde los primeros conceptos de diseño para el detector hasta la presentación final de los datos.

## Limitaciones

Los modelos de física incorporados en **pythia8** se centran en colisiones de partículas de alta energía que tienen energías de Centro de Masa (**CM**) mayores de 10 GeV, correspondientes a una energía de haz fijo de protón-protón  $pp \geq 50$  GeV. Esta limitación se debe a la aproximación de un continuo de estados finales permitidos que se utilizan en varios lugares de **pythia8**, especialmente para los cálculos de la sección transversal hadron-hadron, total y diferencial, y como base para el modelo de fragmentación de cuerdas. Con energías inferiores a 10 GeV, ingresamos a la región de resonancia hadrónica, donde estas aproximaciones se rompen, y por lo tanto los resultados producidos por **pythia8** no serían confiables. El límite de 10 GeV se elige como una escala típica; para la aniquilación positrón-electrón ( $e+e-$ ) sería posible ir algo más bajo, mientras que para las colisiones  $pp$  los modelos no son particularmente confiables cerca del límite inferior.

En el extremo opuesto, solo es conocido pruebas explícitas de la física de **pythia8** que modela hasta energías **CM** de aproximadamente 100 TeV, que corresponde a una energía de haz de objetivo fijo de  $pp \leq 10^{10}$  GeV. Además, el programa solo funciona con colisiones hadron-hadron o lepton-lepton, las instalaciones internas para manejar las colisiones protón-núcleo o núcleo-núcleo no están previstas en absoluto. Entre los hadrones incluidos se encuentra el antiproton, antineutrón, el pión y, como caso especial, el Pomeron. Todavía no hay ninguna disposición para las colisiones de leptones-hadrones o para los haces de fotones entrantes.

La producción de partículas salientes es en vacío y la simulación de la interacción de las partículas producidas con el material detector no está incluida en **pythia8**. Las interfaces con los códigos de simulación de detectores externos pueden ser escritas directamente por el usuario o realizadas a través de la interfaz HepMC.

## Procesos incluidos

Una gran cantidad de procesos están disponibles internamente, y aún más a través de interfaces para programas externos. Las adiciones internas recientes incluyen varios escenarios

para la física de Hidden Valley, procesos adicionales que involucran dimensiones adicionales, más procesos supersimétricos (**SUSY**), manejo extendido de R-hadrones y más estados de charmonium y bottomonium. En la correspondiente última versión 8.2, los siguientes procesos están disponibles internamente:

- **Los procesos de Electrodébiles o EW (ElectroWeak):** incluyen la producción rápida de fotones, la producción individual de  $\gamma/Z$  y  $W^\pm$ , así como la producción de pares de bosones débiles con correlaciones de fermiones completas.
- **Producción de fermiones de cuarta generación:** a través de interacciones electrodébiles o fuertes.
- **Los procesos de Higgs:** incluyen la producción del bosón Higgs del **SM**, así como los múltiples bosones Higgs de un modelo genérico de dos dobletes de Higgs o **2HDM**(Two-Higgs-Doublet Model). La implementación interna de **SUSY** también utiliza la implementación **2HDM** para su sector Higgs.
- **Los procesos SUSY:** incluyen la producción de pares de partículas **SUSY**, así como la producción resonante de squarks a través de la paridad  $R$  que viola la interacción **UDD**. Las interferencias electro débil se han tenido en cuenta cuando sean relevantes. Se puede hacer que tanto los squarks como los gluinos formen R-hadrones de larga vida, que posteriormente se descomponen. En el medio, es posible cambiar el contenido de sabor ordinario de los hadrones R, mediante interacciones (implementadas por el usuario) con el material del detector.
- **Los procesos de calibre de bosones :** se incluyen la producción de un  $Z'$  (con interferencia completa de  $\gamma^*/Z/Z'$ ), un  $W'^\pm$  y un bosón de calibre de acoplamiento horizontal (entre generaciones)  $R^0$ .
- **Otros Procesos :** Los procesos **QCD**, procesos simétricos de izquierda a derecha, producción de leptoquark, procesos de composición, procesos de Hidden Valley, procesos extradimensionales, producción Top, Onia.

### 2.3.4 Simulando el detector con Delphes3

Este simula la respuesta de un detector compuesto por un rastreador interno (The silicon Tracker), calorímetros electromagnéticos y de hadrones (**ECAL** y **HCAL**) y un sistema detector de muones (ver referencia de Favereau *et al.* [2014b]). Todos están organizados concéntricamente con una simetría cilíndrica alrededor del eje del haz.

---

<sup>6</sup>Adaptado del artículo de origen Alwall *et al.* [2014]

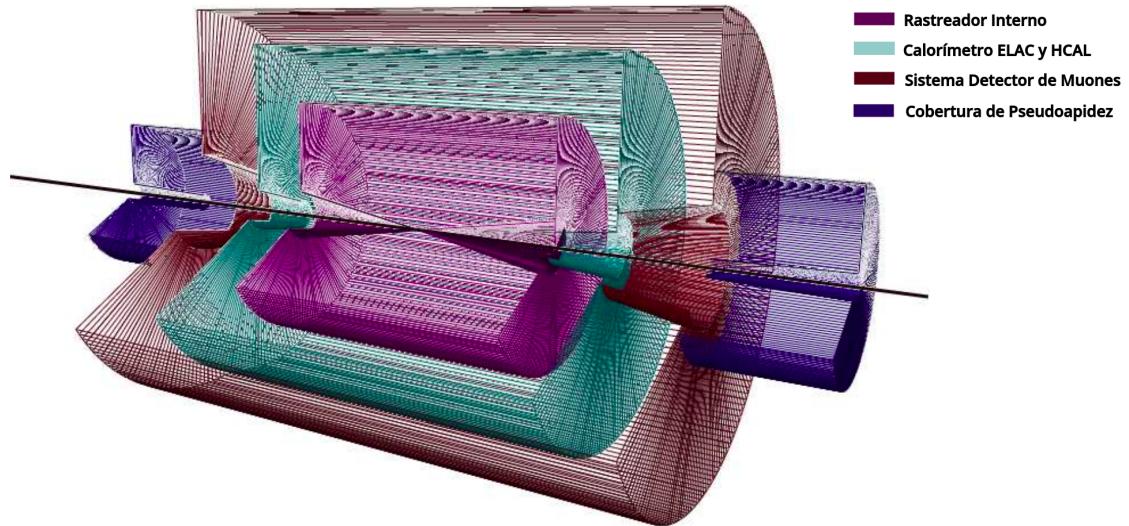


Figura 2-9: Perfil de diseño básico de la geometría del detector genérico asumido en **Delphes**.<sup>6</sup>

En **Delphes**, la reconstrucción e identificación de objetos se basa en una serie de aproximaciones para acelerar sensiblemente el procedimiento y mantener una buena precisión.

Los muones que se origina en la interacción, tiene cierta probabilidad de ser reconstruido, según la parametrización de eficiencia definida por el usuario. Esta probabilidad se desvanece fuera de la aceptación del rastreador, y para momentos de muón por debajo de algún umbral para rechazar partículas en bucle. El momento final del muón se obtiene mediante una mancha gaussiana del vector inicial de 4 momentos. La resolución es parametrizada en función de  $p_T$  y  $\eta$  implementada por el usuario.

El “framework” **Delphes** permite el acceso a datos de diferentes formatos de archivo (**ProMC**, **HEPMC**, **STDHEP** y **LHEF**). Los archivos de eventos provenientes de generadores externos **MC** son procesados primero por un lector, este convierte partículas estables en una colección de objetos universales, para luego ser procesada por una serie de módulos que comienzan con el módulo de fusión acumulada y terminan con el módulo de buscador de objetos único. Finalmente, **Delphes** permite al usuario almacenar y analizar eventos en un formato de árbol raíz al ejecutar **DelphesHepMC** tomando un archivo de configuración **\*.tcl**(“*Delphes card*”) y realizando la simulación del detector en el archivo **\*.hepmc**. La información sobre varios objetos **MC** (partículas) y objetos reconstruidos (jets, partículas reconstruidas), estas se guardan en un archivo **\*.root** en forma de árboles (“trees”) **Delphes**, el archivo de salida **\*.root** se puede abrir usando el mismo programa **ROOT**.

## Capítulo 3 – Herramientas de generación de datos y redes neuronales

En este capítulo se presenta la metodología de la generación simulada correspondiente a la señal de decaimiento del higgs a dos di-muones fundamentada en la teoría **Dark-SUSY** (ver Fig. 1-6b), bajo las condiciones Run-2 y Alta Luminosidad de los detectores **CMS** descrita brevemente en la sección 2.2.

Este proyecto se organizó en cuatro etapas en como se observa en el diagrama de la Fig. 3-1. Primeramente, se genera la simulación de los decaimientos bajo diferentes condiciones iniciales, buscando que sea suficientemente flexible a distintas condiciones de trabajo sin perder la eficiencia en el proceso de implementación computacional. La información pertinente al estudio es extraída del gran conjunto de datos simulados y almacenada en archivos formato **HDF**. Posteriormente se ajustan modelos de regresión para generalizar la información haciendo uso de herramientas de regresión y tratamiento de datos con redes neuronales. Finalmente, se hace un estudio estadístico y análisis de los resultados.

La información recopilada debe ser debidamente procesada, dada las limitantes tecnológicas a las que se tiene acceso, de tal forma, que permita la reconstrucción de resultados en condiciones cercanas a las ya conocidas, existen en el ámbito científico varios métodos

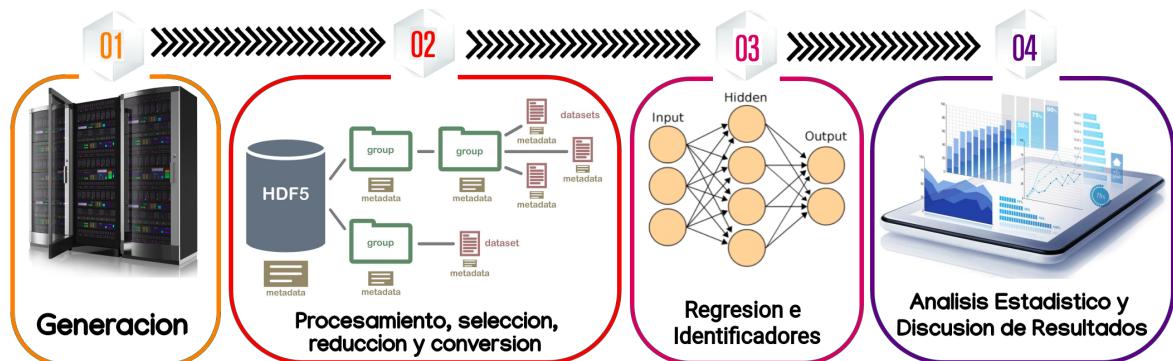


Figura 3-1: Secuencia lógica del análisis del proyecto.

para abordar esta problemática uno de los más sencillo es el hacer uso de herramientas de regresión y tratamiento de datos con redes neuronales, este forma parte del tercer grupo de herramientas desarrolladas. Además se presenta un identificador con respuesta binaria de di-muones para una identificación de fotones oscuros como los esperados por la señal de la Fig. 1-6b.

Finalmente en el capítulo siguiente se procederá al análisis estadístico característico de la física del proceso al que se le está estudiando, su interpretación y discusión es la intencionalidad de los resultados obtenidos

### 3.1 Generación de los datos

Los procesos de simulación de física de altas energías poseen algunas desventajas, entre ellas están los altos conocimientos en programación requeridos para su utilizacion, los altos requerimientos computacionales para generar las simulaciones y para guardar los resultados. La configuración correcta de las herramientas computacionales a usar, la preparación del entorno o sistema sobre el que se ejecutarán y la optimización de los recursos a usar, deben ser objeto de planificación ante de la ejecución final.

#### 3.1.1 Generalidades

Los programas principales requeridos para la simulación del proceso **Dark-SUSY**, para su uso en esta investigación son los siguientes:

- **MadGraph5**: generador de eventos con método de Monte Carlos (sección 2.3.2).
- **pythia8**: hadronizador (sección 2.3.3).
- **Delphes**: simulador del detector con el “*card*” de **CMS** adecuado (sección 2.3.4).
- **C<sup>++</sup>** y **python**: recursos para análisis e integración.

Los programas anteriores deben ser integradas correctamente para correr sobre **python** en su versión 2, el procedimiento de instalación y configuración se pueden encontrar en su página oficial<sup>1</sup>. Además, para su funcionamiento, las dependencias **ROOT**(sección 2.3.1), **hepmc**, **zlib**, **boost**, **gnuplot**, **MG5aMC\_PY8\_interface** y **lhapdf** son necesarias, algunas referidas en la sección 2.3.2.

El generador de **MC** utilizado para la generación de eventos es **MadGraph5**, este es la herramienta que integra y proporciona todos los elementos necesarios para la fenomenología

---

<sup>1</sup> Página del proyecto: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/MadgraphTutorial>

SM y la inclusión del **SUSY**, como los cálculos de secciones transversales, la generación de eventos y su coincidencia con generadores de eventos, y el uso de una variedad de herramientas relevantes para la manipulación de eventos y análisis. Los procesos se pueden simular con precisión para cualquier Lagrangiano definido por el usuario. MadGraph5 toma entradas en forma de varios “*string*”, algunos de estos mostrados a continuación:

- **proc\_card.dat**: descripción del proceso.
- **param\_card.dat**: masa, decaimiento y otros parámetros del modelo.
- **run\_card.dat**: energía del emisor, pdfset and otras configuraciones de colisión.

### 3.1.2 Generando señal Dark-SUSY

Ante la necesidad de flexibilizar la generación de eventos de decaimiento característicos de la Fig. 1-6 se crea un proyecto de programación con la capacidad de generar eventos en Madgraph5 bajo la variación teórica de la masa del neutralino del sector visible  $m_{n_1}$ , el neutralino oscuro  $m_{n_D}$ , del fotón oscuro  $m_{\gamma_D}$  y del tiempo de vida de este último  $c\tau_{\gamma_D}$ , además de recrear la simulación bajo condiciones del detector en Run-2 (referenciada en el trabajo como R2) y Alta Luminosidad (referenciada como HL). La estructura del proyecto se puede observar en la Fig. 3-2.

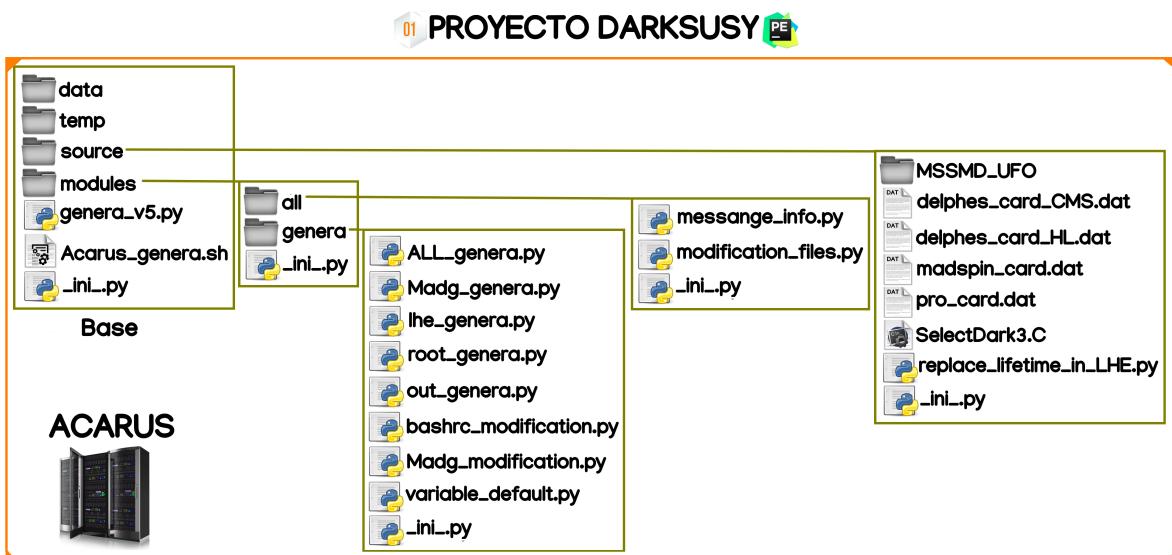


Figura 3-2: Estructura del proyecto de generación de eventos **Dark-SUSY**<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>Página del proyecto <https://github.com/franky8939/GeneradorDarkSUSY>

Para hacer uso eficiente de los recursos puestos a disposición, el proyecto generador de muestras para uso de esta investigación creado en **python**, fue programado con la intencionalidad de automatizar las configuraciones necesarias para su correcta ejecución, basada en el procedimiento original de integración del modelo **Dark-SUSY** en **Madgraph5** presentado en [https://github.com/cms-tamu/DarkSUSY\\_MC\\_MG5](https://github.com/cms-tamu/DarkSUSY_MC_MG5). El programa automatiza el cambio de los parámetros de generación, inclusión del modelo **MSSMD** o **Dark-SUSY** dentro de **Madgraph** y guardado automático de los resultados en un archivo externo predefinido, el flujo general del programa se puede observar en la Fig. 3-3 y los parámetros de generación con sus valores en la Tabla 3-2.

La función generadora **genera\_v5.py** en su versión 5, creada específicamente para esta investigación, incluye una descripción de los argumentos opcionales que permiten su adaptabilidad ante situaciones alternativas a su configuración original:

<b>genera_v5.py</b>	<b>[-h] [-Event EVENT] [-MNeuL MNEUL] [-MNeuD MNEUD]</b> <b>[-MPhoD MPHOD] [-TcPhoD TCPHOD] [-Mode MODE]</b> <b>[-Card CARD] [-Name NAME] [-Dir_Madg DIR_MADG]</b> <b>[-Dir_Source DIR_SOURCE]</b> <b>[-Dir_Out DIR_OUT] [-Dir_temp_Madg DIR_TEMP_MADG]</b>
---------------------	---

Tabla 3-1: Función generadora de muestras **MSSMD** y argumentosopcionales.

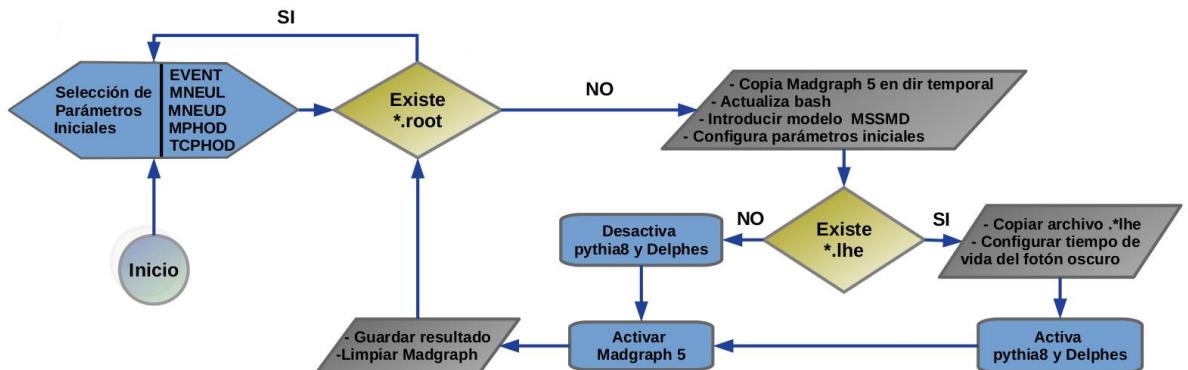


Figura 3-3: Diagrama de flujo de programación del proyecto de generación.

Es importante tener en cuenta que los archivos generados por **MadGraph5** con extensión **\*.lhe** se generan para diferentes condiciones de masas ( $m_{n_1}$ ,  $m_{n_D}$  y  $m_{\gamma_D}$ ), cuando es requerido, en estos se adaptada el tiempo de vida del fotón oscuro  $c\tau_{\gamma_D}$  con la función **replace\_lifetime\_in\_LHE.py**. En esta investigación, las diferentes condiciones de genera-

Notación python	Notación científica	Definición	Valor por defecto
EVENT	$N_e$	Numero de eventos	1000
MNEUL	$m_{n_1}$	Masa del neutralino ligero	1, 2, 3, 4, 5, 10
MNEUD	$m_{n_D}$	Masa del neutralino oscuro	1, 2, 3, 4, 5, 10
MPHOD	$m_{\gamma_D}$	Masa del fotón oscuro	1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8
TCPHOD	$c\tau_{\gamma_D}$	Tiempo de vida del fotón oscuro	0, 0.5, 1, 2, 3, 4, 5, 10 20, 30, 40, 50, 100
MODE	—	Condición de funcionamiento	“in”, “out”
CARD	$k$	Selección de detector	R2, HL
NAME	—	Nombre del archivo root de salida	—
DIR_MADG	—	Directorio de acceso a Madgraph	—
DIR_TEMP_MADG	—	Directorio temporal de Madgraph	—
DIR_SOURCE	—	Directorio de recursos	—
DIR_OUT	—	Directorio de salida	—

Tabla 3-2: Argumentos de la función generación de muestras **MSSMD**, notación, definición y valores de los mismos.

ción de la señal, son referenciadas haciendo uso del vector:

$$\vec{\alpha} = (m_{n_1}, m_{n_D}, m_{\gamma_D}, c\tau_{\gamma_D}) \quad (3-1)$$

Una vez definida los valores del vector  $\vec{\alpha}$  se continua con la implementación de la herramienta de hadronización **pythia8** y por el simulador del detector **Delphes**, este último bajo las dos condiciones de configuración requeridas (Run-2 y Alta Luminosidad), de esta forma la estadística de comparación en la investigación se puede enfocar en las variaciones de las reconstrucciones del detector desechando el error por cambios de las condiciones iniciales. Por una cuestión de operatividad, se definen variables inicializadoras por defecto en el archivo **variable\_default.py**, estas se corresponden con las mostradas en la Tabla 3-3, siendo las muestras utilizadas en esta investigación.

Como se puede observar el valor predeterminado de generación  $N_e$  es relativamente bajo para los requerimientos de una investigación riburosa, pero será suficiente por cuando es por motivo de exploración, el tamaño de los archivos de muestras es de  $\sim 800$  MB, además por una cuestión de espacio la información de los eventos para valores de  $m_{n_1} > 10$  GeV/c<sup>2</sup> se reduce para aquellos poseedores de mínimo 4 muones. La base de datos generada para propósitos de esta investigación es de  $\sim 2$  Terasbyte.

#SBATCH - nodes=4	# Max numero de nodos
#SBATCH - ntasks-per-node=8	# Max numero de tareas por nodo
#SBATCH - ntasks=40	# Max numero de tareas totales
#SBATCH - distribution=cyclic:cyclic	# Modo de distribucion de tareas
#SBATCH - mem-per-tasks=1000	# Memoria asignada por tarea
#SBATCH - mail-type=END	# Momento de notificacion
#SBATCH - mail-user=xxx@gmail.com	# Correo a notificar
#SBATCH - job-name=DarkSUSY	# Nombre del trabajo
#SBATCH - time=168:0:0	# Tiempo maximo de ejecucion
#SBATCH - partition=general	# Nombre de la particion
#SBATCH - constraint=broadwell	
<b>srun python genera_v5.py</b>	

Tabla 3-3: Configuración utilizada para gestionar el uso en paralelo del generador de muestras **Dark-SUSY**.

### 3.1.3 Configuración e implementación de recursos en ACARUS

El recurso usado para realizar las simulaciones es el cluster `ocotillo.acarus.uson.mx`, este es debidamente configurado con las herramientas necesarias para la ejecución del generador de muestras `genera_v5.py`. Se hace necesario una sección autorizada en el servidor, y seguir los pasos de conexión especificados en el portal del proyecto<sup>3</sup>, todo el trabajo se realiza por medio de una terminal, cuestión que imposibilita el uso del recurso sin conocimientos previos de Linux.

Este sistema gestiona el uso de los recursos entre sus usuarios mediante un sistema de gestión de tareas y de clústeres **SLURM** (**S**imple **L**inux **U**tility for **R**esources **M**anagement)<sup>4</sup>. Esta herramienta posibilita asignar a los usuarios acceso a nodos de cómputo durante un tiempo determinado, proporciona un framework que permite iniciar, ejecutar y supervisar el trabajo y además se encarga de arbitrar la necesidad de recursos, administrando una cola de tareas pendiente.

Para el caso que nos ocupa en nuestra investigación, para poder parallelizar el proyecto de generación desarrollado en `python` se prepara un fichero “*script*” con los datos del trabajo a ejecutar y el modo de utilizar de los recursos requeridos, el usado en este proyecto posee la configuración mostrada en la Tabla 3-3. El código anterior gestiona los recursos del clúster para que se ejecute en paralelo el programa generador `genera_v5.py` siendo este el

<sup>3</sup> Página del proyecto: <http://acarus.uson.mx/clusters/guia.htm>

<sup>4</sup>La documentación relativa al uso de esta herramienta se puede encontrar en el enlace de sus desarrolladores <https://slurm.schedmd.com/documentation.html>

desarrollado para generar las muestras que se precisan para la investigación.

### 3.2 Procesamiento y conversión de los datos

Para poder realizar los estudios requeridos se hace necesario acceder a la información contenida en los archivos \*.root de forma eficiente<sup>5</sup>. Se programa la clase `classDarkSUSY.py` como interpretador externo al entorno predeterminado de ROOT para poder acceder a la información pertinente a la investigación, ésta es creada en python y permite fácilmente extraer información del archivo original \*.root (se hace uso de las paquetes `pyroot`).

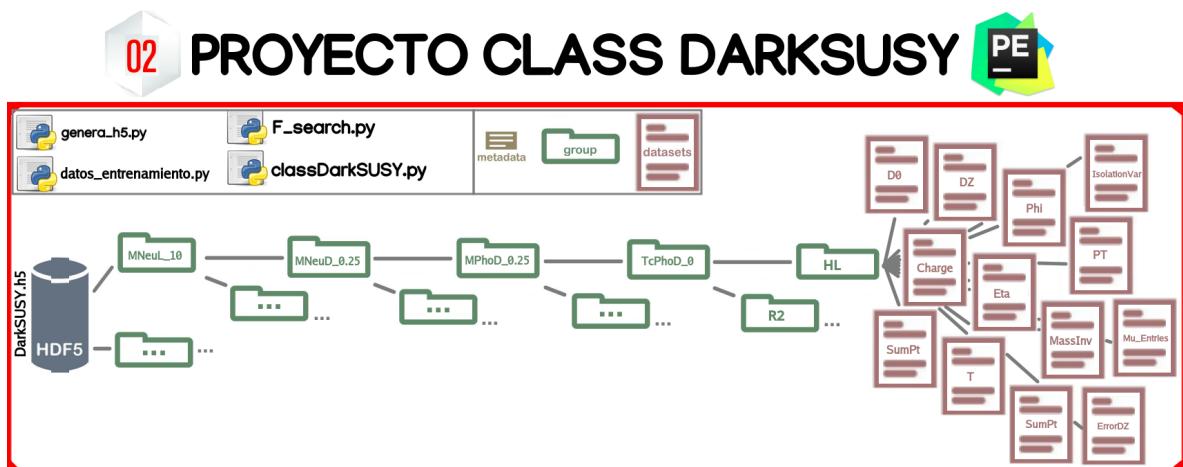


Figura 3-4: Estructura del proyecto interpretador de la información contenida en los archivos \*.root<sup>6</sup>.

Dada la gran cantidad de información y archivos a procesar para el análisis estadístico incluso ante un acceso eficiente, la gran dispersión de la información hace que los procesos de recolección de datos sea lento y con altos requerimientos de memoria, la forma en que se abordó esta dificultad fue incorporar la información solicitada en un mismo archivo de tipo **HDF5** (**Hierarchical Data Format**) la cual posee una librería de propósito general con un formato de ficheros para el almacenamiento de datos científicos, ver Fig. 3-4. Algunas de las propiedades que serán guardadas como motivos de esta investigación se encuentran las definidas en la Tabla 3-4, donde  $x_j$  hace referencia a la propiedad de interés, éstas se pueden ver en la Tabla 3-4.

<sup>5</sup>La descripción del contenido del árbol de datos de nuestros archivos se puede observar en el enlace <https://cp3.irmp.ucl.ac.be/projects/delphes/wiki/WorkBook/RootTreeDescription>

<sup>6</sup>Página del proyecto: <https://github.com/franky8939/DarkSUSY/blob/master/modules/darkSUSY/class-DarkSUSY.py>

Notación python	Notación	Particula	Definición
	$x_j$		
MassInv	$m$	$n_1, n_D, \gamma_D, \mu$	Masa invariante
PT	$P_T$	$\mu, \gamma_D$	Momento en dirección transversal de la partícula.
Eta	$\eta$	$\mu, \gamma_D$	Pseudoapizel, esta representa la coordenada espacial que describe el ángulo de una partícula en relación con el eje del haz.
Phi	$\phi$	$\mu, \gamma_D$	Ángulo azimutal.
T	$c\tau$	$\mu, \gamma_D$	Tiempo de vida media, esta describe la descomposición de las partículas, se expresa comúnmente en términos de vida media, constante de descomposición o vida media.
D0	$D_0$	$\mu, \gamma_D$	Parámetro de impacto transversal, se define como la distancia transversal al eje del haz en el punto de máxima aproximación, donde su signo está dado de acuerdo al momento angular de la traza alrededor de eje.
Dz	$D_Z$	$\mu, \gamma_D$	Parámetro de impacto longitudinal, definido como la posición de la coordenada $z$ de la traza en el punto de máximo acercamiento.
SumPt	$\text{Sum}P_T$	$\mu$	Variable de aislamiento basada en el rastreador de partículas, se define como la suma escalar del $P_T$ de las partículas en el plano $\eta \times \phi$ dentro de un cono $\Omega$ (ver Fig. 2-7a). Solo existen para $k = \text{CMS, HL}$ .
IsolationVar	$I_{so}$	$\mu$	Combinación del aislamiento de <b>ECAL, HCAL</b> (ver sección 2.2) y $\text{Sum}P_T$ . Solo existen para $k = \text{CMS, HL}$ .

Tabla 3-4: Algunas propiedades con sus definiciones de las partículas usadas en la investigación.

### 3.3 Métodos de regresión de datos

Ante la necesidad de investigar las relaciones entre diferentes variables cuantitativas los análisis de regresión son una herramienta de frecuente uso en estadística, dado que simula un proceso o modelo que analiza este vínculo entre una variable dependiente y una o varias variables independientes.

Una de las principales aplicaciones del análisis de regresión es la proyección con diferentes escenarios, teniendo en cuenta el grado de correlación sobre la variable dependiente y de esta manera construir una función que permita estimar el valor la variable de estudio<sup>7</sup>.

---

<sup>7</sup>Ejemplos de implementación en python se pueden visualizar en el enlace <https://www.aprendemachine-learning.com/regresion-lineal-en-espanol-con-python/>.

### 3.3.1 Modelo

La forma general analítica de una regresión no lineal tiene la forma matemática:

$$Y_i == f(X_i) + \varepsilon_i \quad (3-2)$$

donde  $Y_i$  y  $X_i$  son los valores de salida y entrada multidimensionales,  $\varepsilon_i$  es un parámetro multidimensional correspondiente a los residuos y  $f$  es una función de correlación.

Dado que los valores de  $Y_i$  a los que se hará referencia en esta investigación son referidos a frecuencias resultado de la aplicación de métodos estadísticos sobre alguna propiedad de nuestro conjunto de datos, entonces,  $Y_i \geq 0$ . La presencia de valores positivos en el rango del codominio genera un problema de continuidad, una transformación se hace necesaria para ampliar este a todos los valores reales  $\mathbb{R}$ , la solución implementada es haciendo uso de una transformación logarítmica, quedando entonces:

$$Y_i \equiv \ln y_i , \quad X_i \equiv x_i, \quad \Rightarrow \quad \ln y_i = f(x_i) + \varepsilon_i \quad (3-3)$$

Si hacemos supuesto que la forma de la función de  $f$  sea polinomial, entonces:

$$\ln y_i = \sum_{j=0}^n \sum_{k=1}^m \alpha_{jk} \cdot x_{ij}^k + \varepsilon_i \quad (3-4)$$

donde  $\alpha_{jk}$  son las constantes del polinomio, el orden de la regresión está dado por  $m$  y los valores  $x_{ij}$  serán las variables independientes de nuestro modelo, estas son integrados en una función en python implementando la paquetería `sklearn` con la flexibilidad de cambiar los valores  $k$  y  $n$ . La optimización se realiza con el algoritmo para la optimización de Adam[Kingma y Ba, 2015], siendo este basado en gradiente de primer orden de funciones objetivas estocásticas y en estimaciones adaptativas de momentos de orden inferior.

#### Parámetros de confianza.

Con el fin de determinar si el modelo es adecuado, se hace necesario utilizar conceptos de inferencia estadística tales como intervalos de confianza para los parámetros así como pruebas de bondad de ajuste.

El parámetro **RMSE** (Root Mean Square Error) es el error cuadrático medio o raíz de la desviación cuadrática media. Este mide la cantidad de error que hay entre dos conjuntos de datos, comparando un valor predicho y un valor observado o conocido, la ecuación que la

describe es:

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N |Y_i^{(\text{sm})} - Y_i^{(\text{real})}|^2}{N}} \quad (3-5)$$

donde  $Y_i^{(\text{sm})}$  es conjunto de datos predichos o simulados y  $Y_i^{(\text{real})}$  se corresponde con el conjunto de datos experimentales o observados.

El parámetro **RMSE** es siempre no negativa, y un valor de 0 indicaría un ajuste perfecto a los datos. Dado que es una raíz cuadrada del promedio de errores cuadrados, este parámetro es proporcional al tamaño del error cuadrado; por lo tanto, los errores mayores tienen un efecto desproporcionadamente mas grande, de aquí que sea sensible a los valores atípicos.

Otra prueba ampliamente utilizada es la prueba de correlación de Pearson o coeficiente de determinación  $R^2$ , esta se considera una prueba no paramétrica que mide la discrepancia entre una distribución observada y otra teórica, indicando en qué medida las diferencias existentes entre ambas, una de sus bondades es que es independiente de la escala de medida de las variables. La fórmula que da el estadístico es:

$$R^2 = \frac{\sum_{i=1}^N Y_i^{(\text{sm})} Y_i^{(\text{real})}}{\sqrt{\left[ \sum_{i=0}^N Y_i^{(\text{sm})} \right]^2 \cdot \left[ \sum_{i=0}^N Y_i^{(\text{real})} \right]^2}} \quad (3-6)$$

El valor de este índice de correlación varía en el intervalo  $[-1, 1]$ , indicando el signo el sentido de la relación, si  $R^2 = 1(-1)$ , existe una correlación positiva(negativa) perfecta. Si  $R^2 = 0$ , no existe relación lineal.

### 3.4 Redes neuronales

Las **RNA** son una estructura compuesta de un número de unidades interconectadas (neuronas artificiales), cada unidad posee una característica entrada/salida e implementa una computación local o función, la salida de cualquier unidad esta determinada, su interconexión con otras unidades, y posiblemente de sus unidades internas. La red desarrolla usualmente una funcionalidad por lo general a través de una o mas formas, por lo tanto es un arreglo masivo de elementos de procesamiento simple llamados neuronas, los cuales poseen un alto grado de interconectividad entre sus elementos, en los que la información puede fluir en cascada potenciando su capacidad para aproximar funciones, clasificar patrones y aumenta su inmunidad

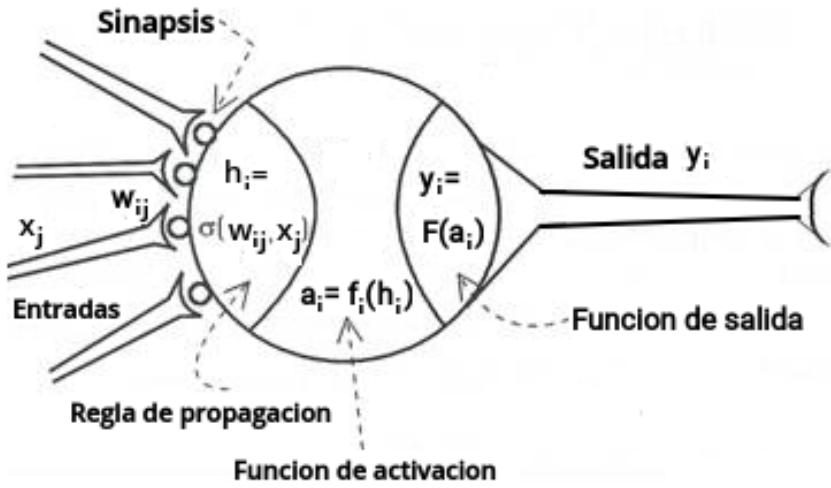


Figura 3-5: Modelo genérico de una neurona artificial.<sup>8</sup>

frente al ruido.

El modelo genérico de neurona artificial se puede ver en la Fig. 3-5, en este se puede visualizar el funcionamiento simple de una neurona en forma de un procesador elemental, que a partir de un vector de entrada procedente del exterior o de otras neuronas, proporcionando una única respuesta o salida.

Los elementos que constituyen neurona genérica se pueden observar en la Fig. 3-5, siendo  $x_j(t)$  las variables de entrada y salida, los pesos sinápticos  $w_{ij}$  representan la intensidad de interacción entre cada neurona presináptica  $j$  y la neurona postsináptica  $i$ . Las reglas de propagación  $\sigma(w_{ij}, x_j(t))$  proporcionan el valor del potencial postsináptico,  $h_i(t)$ , de la neurona  $i$  en función de sus pesos  $w_{ij}$  y entradas  $x_i(t)$ , la usada en esta investigación es  $h_i(t) = \sum_j w_{ij}x_j$ . La función de activación o de transferencia  $a_i(t) = f_i(h_i(t))$  proporciona el estado de activación de la neurona en función del estado anterior y del valor postsináptico. Además,  $y_i(t) = F(h_i(t))$  representa la simultáneamente la salida de la neurona y su estado de activación.

Para la optimización de la redes implementadas es resultado de la utilización del algoritmo de optimización de Adam, siendo este una extensión del descenso de gradiente estocástico[Kingma y Ba, 2015]. Dado que es un conjunto de nodos interconectados, estás realizan al menos una de las siguientes funciones: aprendizaje, memorización, generalización o abstracción de características a partir de un conjunto de datos, adaptación y tolerancia a fallos, este será utilizado para identificar di-muones característicos del decaimiento **Dark-SUSY**(ver Fig. 1-6) y como método alternativo regresión al mostrado en la sección 3.3.

### 3.4.1 Identificando y reconstruyendo el fotón oscuro

Es de gran interés en esta investigación la creación de una metodología de identificación de di-muones, que pueda discernir entre los muones provenientes de la señal **MSSMD**, emparejarlos y reconstruir correctamente el fotón oscuro del cual teóricamente se espera que hayan decaído según el diagrama de la Fig. 1-6b. Esta herramienta de identificación, puede crearse, haciendo uso de las redes artificiales neuronales, ya que ella puede ser una herramienta robusta en el reconocimiento de patrones y objetos. .

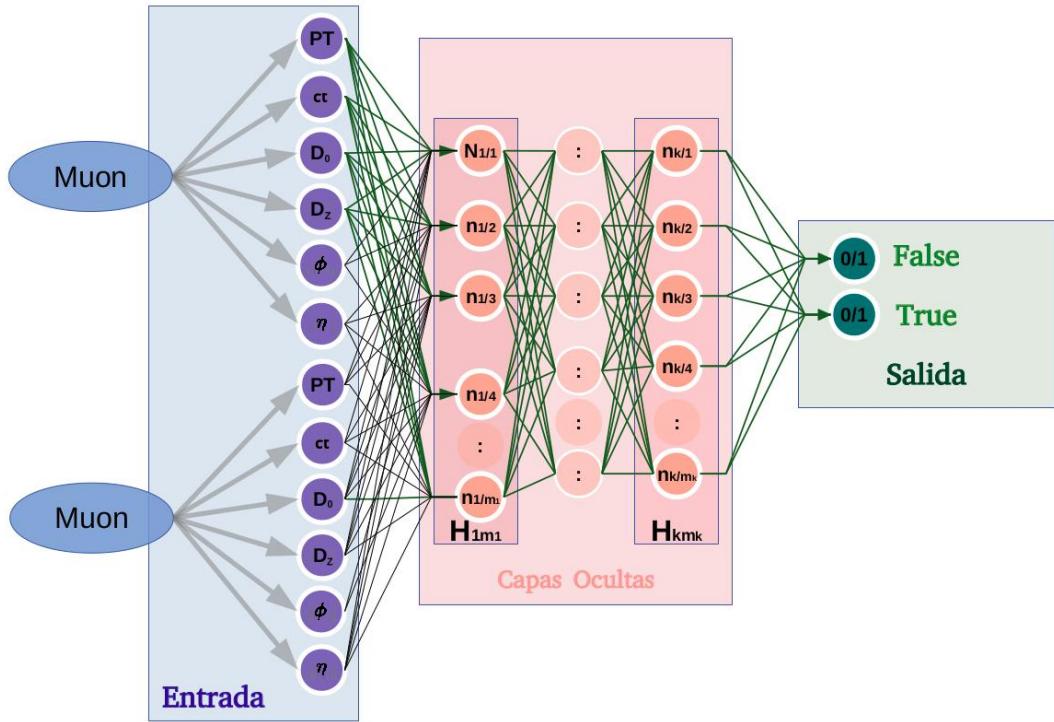


Figura 3-6: Diagrama de la estructura de la red neuronal dedicada a la identificación de di-muones provenientes del fotón oscuro  $\gamma_D$ .

Se crea una red artificial que dadas las propiedades de los di-muones, pueda informar si esta selección proviene o no de un fotón oscuro del decaimiento **Dark-SUSY** (ver Fig. 3-6). La creación de datos de entrada que serán usados para entrenamiento es resultado de generar todos los posibles emparejamientos por eventos dentro de la clase **GenParticle** en el árbol de los archivos \*.root y generar una salida binaria correspondiente a las partículas que declara la correcta o incorrecta selección de muones segun sus propiedades  $x_{ij}$ , también se incluyen en los datos variaciones en los parámetros de generación  $\vec{\alpha}$ . Los datos que corresponden a las entrada de la red  $x_{ij}$  y las salidas  $y_i$  fueron obtenidos de las muestras simuladas con variación en los parámetros de generación  $\vec{\alpha}$ .

Este problema, es equivalente al perceptrón simple, siendo una de las caracterizaciones más básicas en el área de redes neuronales artificiales. Para implementar este identificador se hace uso de las paqueterías o herramientas de `keras` programando en el entorno de `python`. Se hace necesario funciones de activación específicas que incluyan las entradas  $x_{ij}$  y las salidas  $x_i$ , las primeras ante la necesidad de reacondicionamiento ante la gran diferencia de rango de los dominios de las variables  $x_{ij}$ , las salidas deben ser dadas en forma de probabilidades de tal manera que el sumatoria de las salidas sea normalizada y de esta manera poder imponer criterios de binarización. Dado lo cual, se utilizó la tangente hiperbólica `Tanh` para la que conexión entre las capas de entrada con las primeras capas ocultas  $x_{ij} \rightarrow m_1$ :

$$f(x) = \frac{2}{1 + e^{-2x}} - 1 \quad (3-7)$$

Para las capas de salida  $m_k \rightarrow y_i$  se utiliza la función `Softmax`:

$$f(x)_j = \frac{e^{Z_j}}{\sum_{k=1}^K e^{Z_k}} \quad (3-8)$$

La función de activación utilizada para relacionar todas las capas ocultas es una lineal rectificada `ReLU`<sup>9</sup> dada por:

$$f(x) = \max(0, x) = \begin{cases} 0 & \text{para } x < 0 \\ x & \text{para } x \geq 0 \end{cases} \quad (3-9)$$

Para poder caracterizar la precisión del modelo clasificadorio implementado, la relación entre el número de predicciones correctas y el número total de muestras de entrada nos permitirá conocer la eficiencia del clasificador:

$$\text{accy} = \frac{\text{Número de predicciones correctas}}{\text{Número total de predicciones}} \quad (3-10)$$

Se implementa una caracterización para diferentes combinación de parámetros  $x_j$  como entradas, manteniendo constante la cantidad de épocas y donde se consideraron  $k = 1, \dots, 6$  capas ocultas con una cantidad de neuronas dadas por  $m_k = 128, 64, 32, 16, 8, 4$ , los resultados se muestran en la Tabla 3-5.

De la interpretación de los resultados de la Tabla 3-5 se concluye que las propiedades  $P_T$ ,  $c\tau$ ,  $D_0$ ,  $D_Z$  no son determinantes en la identificación de los di-muones, el origen de

---

<sup>9</sup>Las funciones <https://www.diegocalvo.es/funcion-de-activacion-redes-neuronales/>

$x_j$ consideradas						accy	$x_j$ consideradas						
$P_T$	$\phi$	$\eta$	$c\tau$	$D_0$	$D_Z$		$P_T$	$\phi$	$\eta$	$c\tau$	$D_0$	$D_Z$	accy
SI	NO	NO	NO	NO	NO	0.61 ± 0.16	NO	NO	NO	SI	NO	NO	0.63 ± 0.05
NO	SI	NO	NO	NO	NO	0.82 ± 0.04	NO	NO	NO	NO	SI	NO	0.62 ± 0.07
NO	NO	SI	NO	NO	NO	0.90 ± 0.03	NO	NO	NO	NO	NO	SI	0.64 ± 0.04
SI	SI	SI	NO	NO	NO	0.93 ± 0.01	NO	SI	SI	NO	NO	NO	0.95 ± 0.02

Tabla 3-5: Capacidad del identificador fotónico con variaciones en los parámetros de entrada.

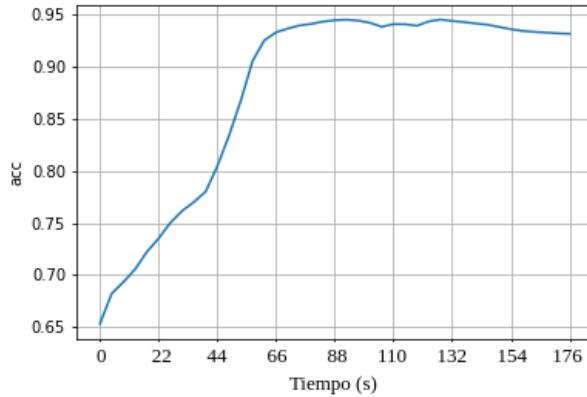


Figura 3-7: Variación de la precisión del identificador durante el proceso de entrenamiento con el tiempo para una configuración de entrada dada por los  $x_i = (\eta, \phi)$ .

estos resultados puede estar dado por la inclusión de casos para tiempos teóricos de vida 0, cuestión no valorada en esta investigación. Por el contrario las propiedades  $\eta$  y  $\phi$  muestran potencial validado en el  $\text{accy} \gtrsim 0.80$  razón por la cual son elegidos para formar parte de las entradas del entrenamiento final.

De concluyó que la creación de una herramienta identificadora de di-muones con las entradas consideradas para  $x_j = (\eta, \phi)$  es la más adecuada encontrada, con un  $\text{accy} = 0.95 \pm 0.02$  (ver Fig. 3-7) se presenta con bajos errores que la hacen una herramienta suficientemente robusta para una investigación en la que se esperan resultados fiables. La implementación de un entrenamiento de está índole disminuiría el tiempo de cómputo, manteniendo una alta fiabilidad en los resultados obtenidos.

### 3.4.2 Regresión de datos

Los modelos de redes neuronales pueden ser considerados como nuevos paradigmas para el análisis estadístico de regresión lineal. Una de las razones del uso de las redes neuronales es que no necesitan el cumplimiento de supuestos teóricos como en los modelos estadísticos clásicos. El modelo del Perceptron multicapa es equivalente a un modelo de regresión

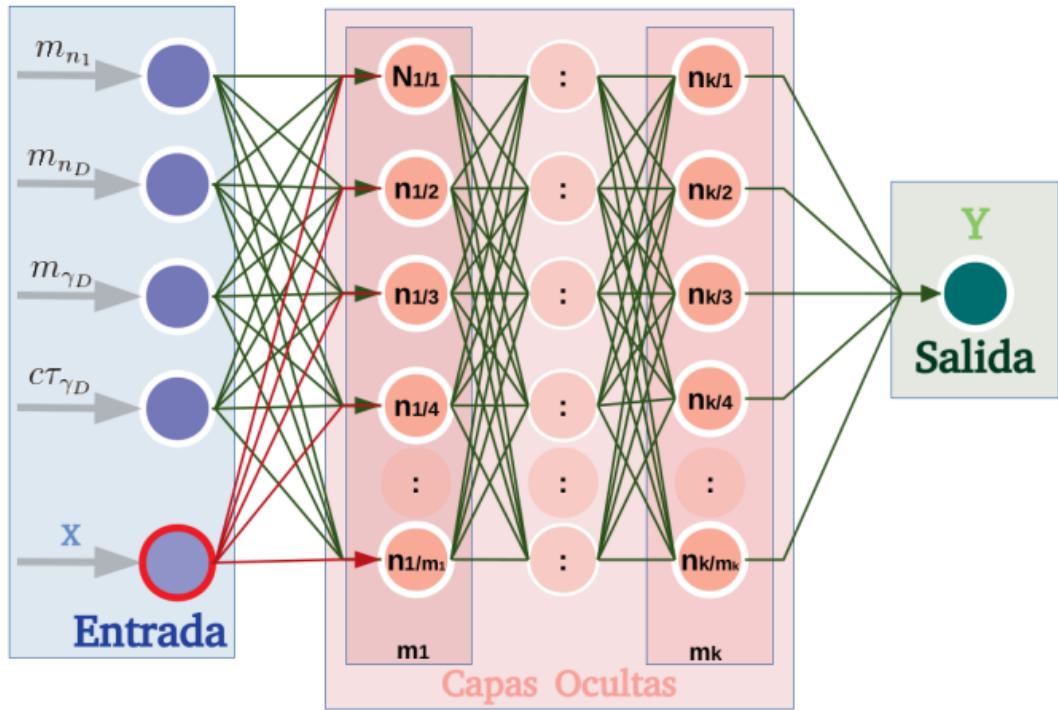


Figura 3-8: Diagrama de la estructura general de la red neuronal para regresión.

lineal, debido a la similitud de la variable de salida que se relaciona aplicando la función de activación sobre una combinación lineal de pesos con las variables de entrada.

Para la implementación de la regresión mediante **RNA**, se hizo uso de una estructura como la mostrada en la Fig. 3-8, esta posee como entrada los elementos del vector de generación  $\vec{\alpha}$  y en caso de que sea necesario un elemento independiente en el caso de que se desee utilizar para reconstruir una distribución de una propiedad  $x_j$  arbitraria. La función de activación utilizada para relacionar todas las capas es una lineal rectificada **ReLU** como la presentada en la ec. 3-9. Por lo demás, la configuración de capas internas y nodos es semejante al identificador de la sección 3.4.1.

## Capítulo 4 – Análisis y resultados

Para entender la señal del proceso **Dark-SUSY**(estos procesos corresponden con la descomposición según lo muestra el diagrama de la Fig. 1-6b), siendo el objetivo de estudio en esta investigación, se hace necesario su caracterización antes y después de simular su paso por las diferentes configuraciones del detector. Conocer la morfología de la señal real y la reconstruida por el detector nos permitirá comprender la teoría y como está es reconstruida por el experimento **CMS**.

### 4.1 Análisis de la señal sin detectores

Se hace necesario investigar el contenido muónico de la señal **Dark-SUSY** bajo las diferentes condiciones de generación, para hacer referencia a estas condiciones iniciales con las que se generó la señal, se hará uso del vector:

$$\vec{\alpha} = (m_{n_1}, m_{n_D}, m_{\gamma_D}, c\tau_{\gamma_D}) \quad (4-1)$$

además el número de partículas  $p$  en el  $i$ -ésimo evento generado está definido por:

$$n_i^{(p,k)} \equiv n_i^{(p,k)}(\vec{\alpha}) \quad (4-2)$$

donde  $k = \text{R2}$ ,  $\text{HL}$  declara la presencia del detector y su configuración en las condiciones Run-2 o Alta Luminosidad respectivamente, estos datos se obtienen al acceder a la rama **Muon** resultados de la clase de mismo nombre. Además, para los casos en los que  $k = \text{True}$  estos hacen referencia a las propiedades de las partículas del evento resultado de la aplicación del método de **MC** sobre la teoría sin la implementación del detector, esta información se encuentra en la rama **Particle** del archivo **\*.root** y es el resultado de la aplicación de la clase **GenParticle**. También,  $i = 1, \dots, N_e$  hace referencia al evento y  $p = \mu^\pm, \gamma_D, n_D, n_1$  a la partícula caracterizada.

Definiendo a  $f_e^{(p,k)}(x) \equiv f_e^{(p,k)}(x; \vec{\alpha})$  como la fracción del total de eventos poseedores de

un número  $x$  de partículas tipo  $p$  de la señal generada bajo las condiciones iniciales  $\vec{\alpha}$ , se tiene entonces:

$$f_{\mathbf{e}}^{(p,k)}(x) = \frac{\sum_{i=1}^{N_e} \delta_{x,n_i^{(p,k)}}}{\sum_{i=1}^{N_e} \sum_{x=0}^{\infty} \delta_{x,n_i^{(p,k)}}} = \frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} \delta_{x,n_i^{(p,k)}} \quad (4-3)$$

donde  $x \in \mathbb{N}$  pertenece al grupo de los números naturales,  $\delta_{x,n_i^{(p,k)}}$  es la función delta de Kronecker. Finalmente,  $f_{\mathbf{n}}^{(p,k)}(x; \vec{\alpha}) \equiv f_{\mathbf{n}}^{(p,k)}(x)$  es la fracción de partículas tipo  $p$  que se encuentran en eventos con  $x$  de estas partículas:

$$f_{\mathbf{n}}^{(p,k)}(x) = \frac{\sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(p,k)} \delta_{x,n_i^{(p,k)}}}{\sum_{i=1}^{N_e} \sum_{n=0}^{\infty} n_i^{(p,\text{True})} \delta_{n,n_i^{(p,\text{True})}}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(p,k)} \delta_{x,n_i^{(p,k)}}}{\sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(p,\text{True})}} \quad (4-4)$$

Algunos ejemplos del contenido muónico de los eventos se muestran en la Fig. 4-1, donde se pueden visualizar los cambios con la masa del fotón oscuro  $m_{\gamma_D}$  y la masa del neutralino oscuro  $m_{n_D}$ . La caracterización solo se realiza para  $m_{n_1} = 10 \text{ GeV}$ . Del conjunto de muestras simuladas con **MC** sin la reconstrucción del detector ( $k = \text{True}$ ), se constató la invarianza de la distribución del contenido muónico  $f_{\mathbf{n}}^{(\mu,\text{True})}(x; \vec{\alpha})$  ante los cambios de los parámetros de generación  $\vec{\alpha}$ , cuestión esperada por la teoría, ya que los muones de procesos de ruido son elementos que no se esperan estar relacionados con el proceso **Dark-SUSY** determinado por el decaimiento de la Fig. 1-6b.

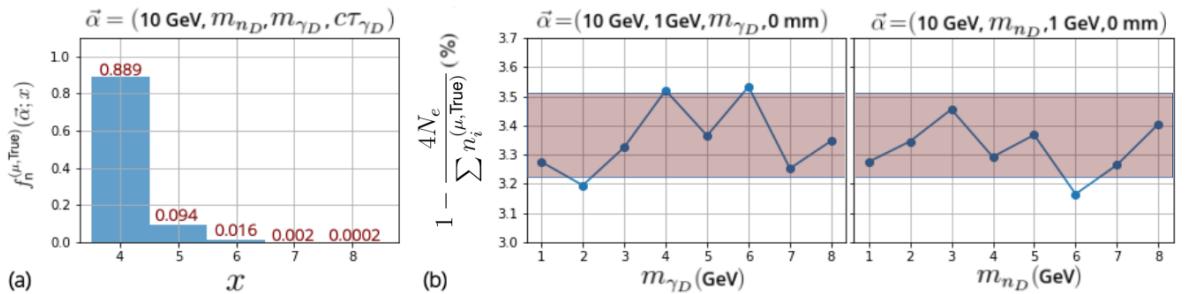


Figura 4-1: (a) Variación del número de muones por evento sin detector; (b) Variación del porcentaje de la fracción de muones de ruido con los parámetros de generación  $m_{\gamma_D}$  y  $m_{n_D}$ .

De la Fig. 4-1a se conoce que el contenido mínimo de muones por evento para  $k = \text{True}$  es de 4 muones, estos son el resultado de la recreación de la señal **MC** proveniente de **Dark-SUSY** relacionada con el decaimiento de la Fig. 1-6b. Los valores de  $f_{\mathbf{n}}^{(\mu,\text{True})}(x; \vec{\alpha})$  con sus respectivos errores se pueden ver en la Tabla 4-1, además, se hace supuesto de la

caracterización de las Figs. 4-1b, que la fracción de los muones provenientes de señales de ruido se presenta alrededor de un valor constante, el mismo está dado por:

$$1 - \frac{4N_e}{\sum n_i^{(\mu, \text{True})}} = 0.0337 \pm 0.0014 \quad (4-5)$$

Variable	$x = 4$	$x = 5$	$x = 6$	$x = 7$	$x = 8$
$f_n^{(\mu, \text{True})}(x)$	$0.8892 \pm 0.0086$	$0.0942 \pm 0.0090$	$0.0161 \pm 0.0016$	$0.0022 \pm 0.0006$	$0.0002 \pm 0.0002$

Tabla 4-1: Fracción de eventos dependiente del contenido muónico.

Al analizar los resultados obtenidos, se pudo concluir, que el ruido muónico en la reconstrucción de la señal **MSSMD** se encuentra en una fracción del total de eventos dada por  $1 - f_n^{(\mu, \text{True})}(4; \vec{\alpha}) = 0.113 \pm 0.004$ , fracción no despreciable de nuestro conjunto. Los datos que se poseen no son adecuados para estudiar. Todos los resultados obtenidos la correspondencia con la masa del neutralino ligero  $m_{n_1}$ , de aquí que las conclusiones dadas en la sección no la incluyen.

#### 4.1.1 Variación de las propiedades de los muones

Analizar la señal **Dark-SUSY** o **MSSMD** mediante las propiedades de los muones sin la reconstrucción del detector dará una base de comparación y un mayor entendimiento de la teoría. Además, separar la información según los muones que provienen del decaimiento  $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow 2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$  del resto de los procesos se hace necesario para una mejor interpretación de la reconstrucción conjunta de las señales. Se introduce la notación de las propiedades de una partícula  $p = n_1, n_D, \gamma_D, \mu$ , siendo la distribución de frecuencia dada por:

$$\mathbf{W}^{(p,k)}(\mathbf{x}_j) \equiv \mathbf{W}^{(p,k)}(\chi; \vec{\alpha}) \quad \longrightarrow \quad \mathbf{W}_N^{(p,k)}(\mathbf{x}_j) = \frac{\mathbf{W}^{(p,k)}(\mathbf{x}_j)}{\sum_{\mathbf{x}_j} \mathbf{W}^{(p,k)}(\mathbf{x}_j)} \quad (4-6)$$

donde  $\mathbf{x}_j$  hace referencia a la propiedad de interés, estás se pueden ver en la Tabla 3-4.

Las distribuciones correspondientes a las propiedades de los muones  $\mathbf{W}_N^{(\mu, \text{True})}(\mathbf{x}_j)$  proveniente de procesos alternos al decaimiento **MSSMD** se consideran ruido en esta investigación, sus propiedades se pueden visualizar en la Fig. 4-2. Como resultado de su caracterización, se concluyó que la morfología de las distribuciones de ruido se mantiene con la variación de los parámetros de generación  $\vec{\alpha}$ . Además, el dominio para los valores del momento transversal  $P_T$

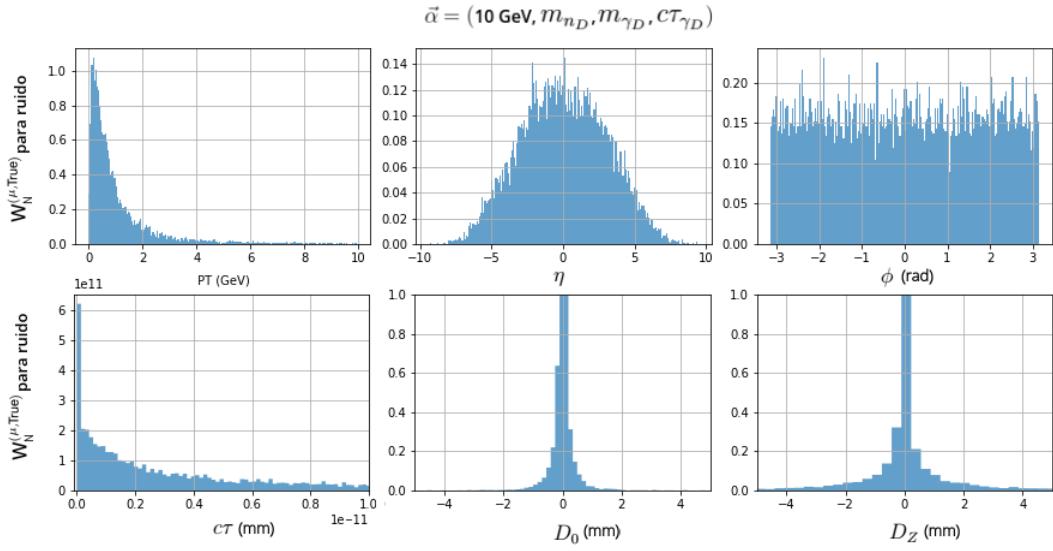


Figura 4-2: Variación de las distribuciones de los muones de procesos de ruido.

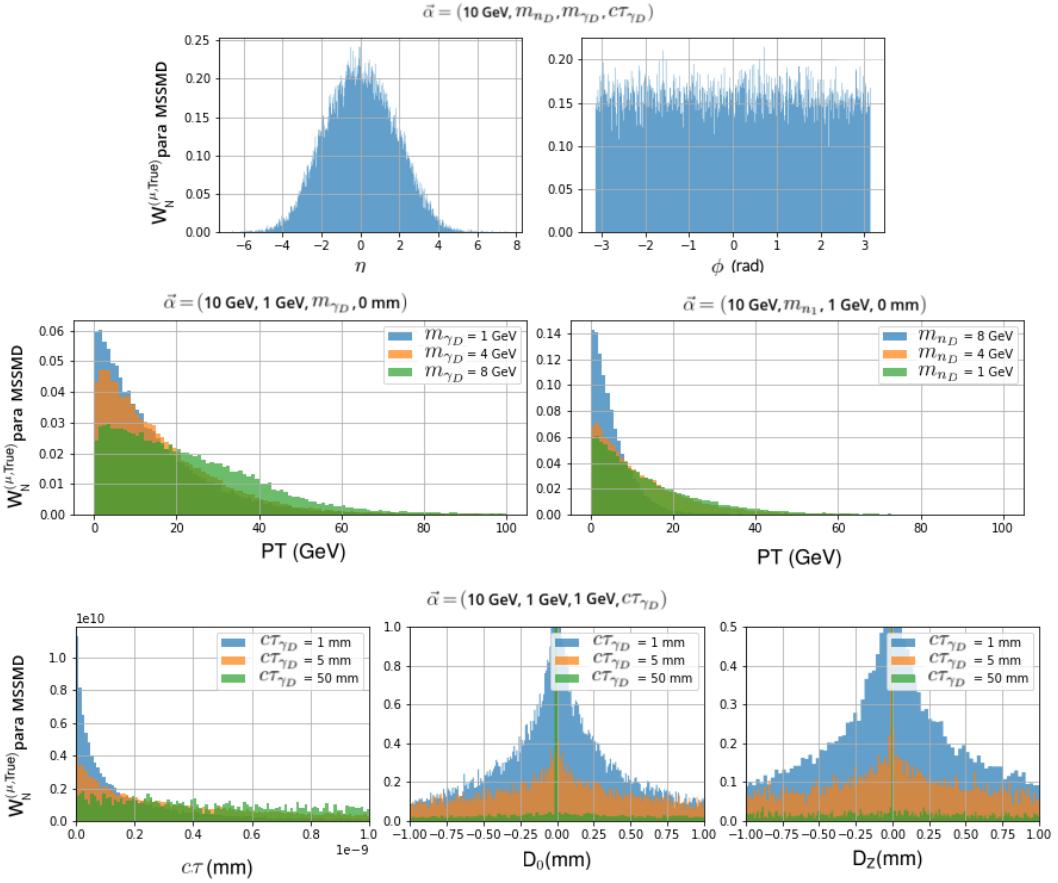


Figura 4-3: Variación de las distribuciones de los muones característicos de la señal MSSMD.

se extiende hasta  $\sim 80$  GeV, pero el 98 % de los datos se agrupan para valores  $< 10$  GeV como se visualiza en su respectiva distribución de la Fig. 4-2.

Las distribuciones de las propiedades de los muones  $W_N^{(\mu, \text{True})}(P_T)$  proveniente del decaimiento **Dark-SUSY (MSSMD)** se pueden visualizar en la Fig. 4-3. Con la comparación de las distribuciones con la variación de los elementos del parámetro de generación  $\vec{\alpha}$ , se comprobó la invarianza de la morfología de las distribuciones para los parámetros  $\eta$  y  $\phi$ . Las distribuciones del momento transversal  $P_T$  muestran variaciones con el parámetro de generación masa del fotón oscuro  $m_{\gamma_D}$  y del neutralino oscuro  $m_{n_D}$ . Se concluye al comparar con las eficiencias de los detectores  $k = \text{R2, HL}$  mostradas en las Figs. 2-5, 2-6 y 2-8, que el aumento de la masa teórica del fotón oscuro permite un aumento de la probabilidad de detección de los muones que decaen de ellos, por el contrario el aumento teórico de la masa del neutralino oscuro dificultará la detección de muones de **MSSMD** ya que estos estadísticamente tenderán a menores valores del momento. Los datos que se poseen no son adecuados para estudiar la correspondencia con la masa del neutralino ligero  $m_{n_1}$ , de aquí que las conclusiones dadas en la sección no la incluyen.

#### 4.1.2 Características del fotón oscuro

La reconstrucción del fotón oscuro  $\gamma_D$  predicho por el decaimiento **MSSMD** es el motivo principal de estudio de esta investigación. La caracterización de sus propiedades y el cambio de la morfología de los gráficos de frecuencias  $W_N^{(\gamma, \text{True})}(x_j)$  con el cambio de los parámetros de generación  $\vec{\alpha}$ , permitirá una comprensión mas completa de los resultados obtenidos con la reconstrucción realizada por los detectores en la configuración Run-2 (R2) y Alta Luminosidad (HL).

Los gráficos de la Fig. 4-4 muestra la clara dependencia del momento angular  $P_T$  y con los parámetros de masa de  $\vec{\alpha}$ , ya que son la masa del fotón  $m_{\gamma_D}$  y su tiempo de vida  $c\tau_{\gamma_D}$  son tratados por la teoría como parámetros libres, no hay dependencia directa entre ellas. Hay una correspondencia clara entre los parámetros de impacto  $D_0$  y  $D_Z$  como se esperaría con el parámetro de generación  $c\tau_{\gamma_D}$ .

## 4.2 Análisis de la señal con detector

Una vez entendida la señal de la teoría **MSSMD**, correspondiente a la descomposición según lo muestra el diagrama de la Fig. 1-6b, se intenta comprender como los detectores del **CMS** en las configuraciones Run-2 y Alta Luminosidad reconstruyen experimentalmente

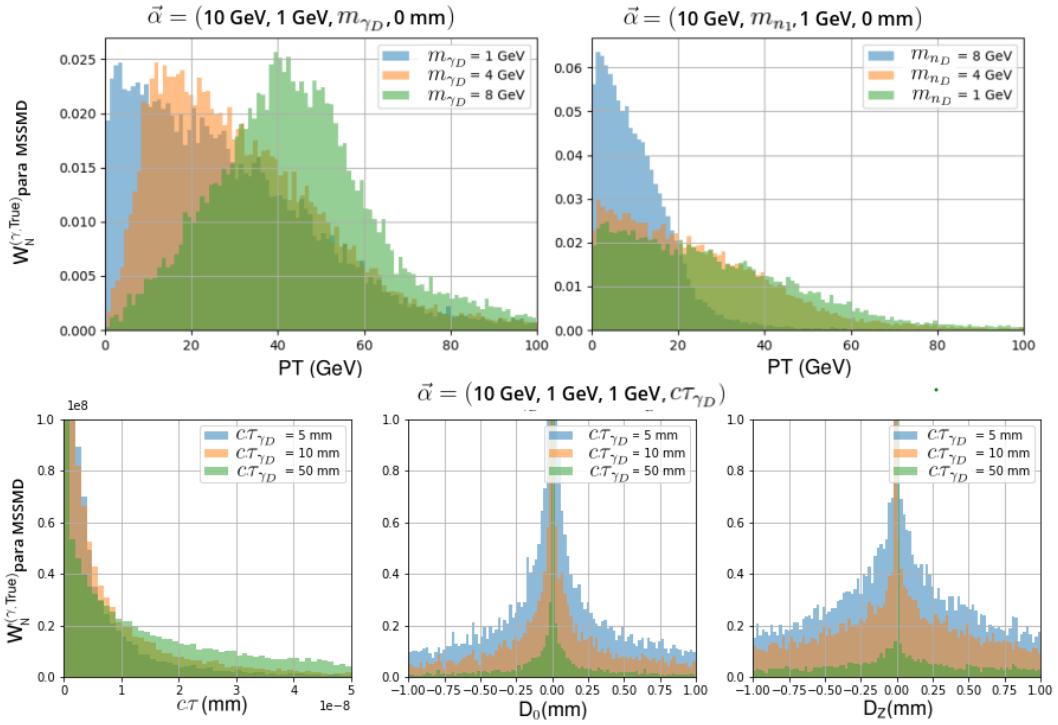


Figura 4-4: Variación de las propiedades del fotón oscuro  $\gamma_D$  con los parámetros de generación  $m_{\gamma_D}$ ,  $m_{n_D}$  y  $\tau c_{\gamma_D}$ .

este decaimiento. Las muestras generadas son caracterizadas por el parámetro  $\vec{\alpha}$  y simuladas simultáneamente su paso por detector en las condiciones Run-2 y Alta Luminosidad (ver Tabla 3-2). Analizar los resultados de la señal al paso por el detector, es elemento importante en la identificación de la teoría **MSSMD** en el experimento **CMS**.

Se hace necesario comenzar con la identificación de las variaciones de las distribuciones de frecuencia del número total de muones ( $p = \mu$ ) por evento  $f_e^{(\mu, k)}(x) \equiv f_e^{(\mu, k)}(x; \vec{\alpha})$ , según la notación de la ec. 4-3 se obtiene:

$$f_e^{(\mu, k)}(x) = \frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} \delta_{x, n_i^{(\mu, k)}} \quad (4-7)$$

donde  $\vec{\alpha}$  es el vector de parámetros que especifica las condiciones de generación de la señal **MSSMD**,  $k$  es la configuración del detector requerida y  $\chi$  es el número de muones característico.

Para entender el sesgo o varianza de un estadístico genérico resultado de su aplicación sobre una población finita  $\mathbb{M}$ , se aplica el “*Bootstrapping*”<sup>1</sup>. Este método es el resultado de la

<sup>1</sup>Más información en el enlace [https://es.wikipedia.org/wiki/Bootstrapping\\_\(estad%C3%ADstica\)](https://es.wikipedia.org/wiki/Bootstrapping_(estad%C3%ADstica))

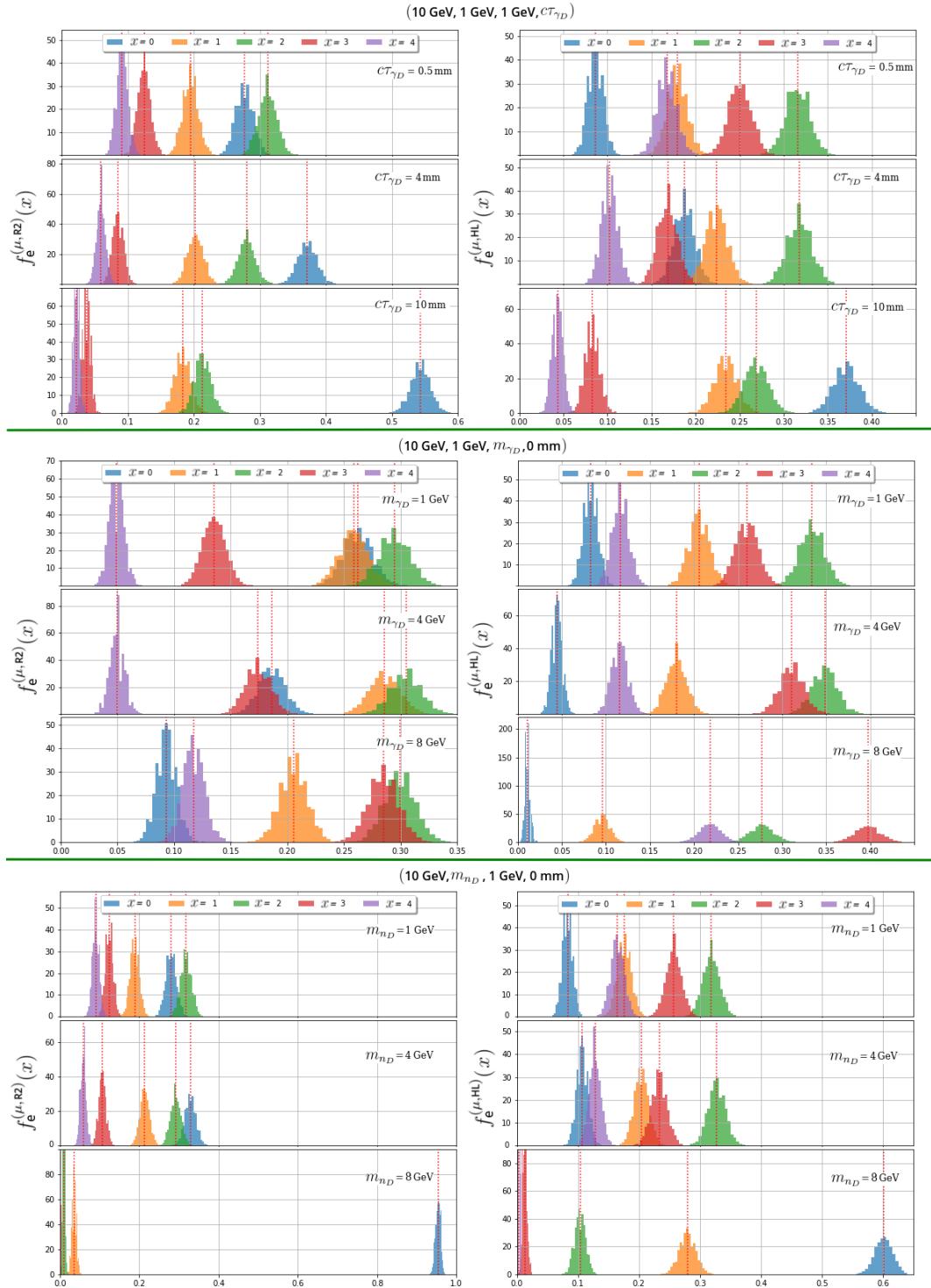


Figura 4-5: Distribuciones de frecuencias resultado de aplicar “bootstrap” sobre los valores  $f_e^{(\mu, k)}(x)$  ante cambios de los parámetros  $\vec{\alpha}$ .

selección aleatoria de subconjuntos  $\mathbb{M}_i \subset \mathbb{M}$ , seguida de la aplicación del estadístico sobre esta. La aplicación continua de “*bootstrap*” sobre el estadístico  $f_e^{(\mu,k)}(x)$  y el graficar los histogramas normalizados resultantes (ver Fig. 4-5) permitirán entender la correspondencia de los términos  $\vec{\alpha}$  con las distribuciones.

En las distribuciones de la Fig. 4-5 se visualiza la alta dependencia con los parámetros de generación  $\vec{\alpha}$ , además se evidenciaron únicamente  $f_e^{(\mu,k)}(5) \lesssim 3 \cdot 10^{-5}$  para los cambios considerados en la Tabla 3-2, razón por la cual son descartados de este estudio eventos con más de 4 muones. Si consideramos que la forma de estas distribuciones corresponde con una gaussiana, el error en la frecuencia  $\Delta f_e^{(\mu,k)}(x) \equiv \Delta f_e^{(\mu,k)}(x; \vec{\alpha})$  de la ec. 4-3 es calculable siguiendo la referencia Jacobo [2010] como:

$$\Delta f_e^{(\mu,k)}(x) = f_e^{(\mu,k)}(x) \cdot Z_{\frac{\beta}{2}} \sqrt{\frac{\rho(1-\rho)}{f_e^{(\mu,k)}(x) \cdot N_e}} \quad (4-8)$$

$$= \frac{Z_{\frac{\beta}{2}}}{100} \sqrt{\rho(1-\rho) \cdot f_e^{(\mu,k)}(x)} \quad (4-9)$$

donde  $Z_{\frac{\beta}{2}}$  es un parámetro que depende del nivel de confianza  $(1 - \beta)$ , con posibles valores dados por  $Z_{0.1} = 1.65$ ,  $Z_{0.05} = 1.96$  y  $Z_{0.01} = 2.58$  y  $\rho$  es la probabilidad ocurrencia.

Otro elemento importante a tener en cuenta, es la variación de la fracción de muones reconstruidos por los detectores del total **MC**, entonces:

$$A_n^\mu(k) = \sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(\mu,k)} / \sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(\mu,\text{True})} \quad (4-10)$$

ejemplos de la variación de este estadístico con el parámetro de generación  $\vec{\alpha}$  se encuentran en la Tabla 4-2.

### **Correspondencia entre los eventos de interés y los parámetros de generación.**

Algunos ejemplos de los valores de  $f_e^{(\mu,k)}(x)$  los podremos observar en la Tabla 4-2 y en los gráficos de la Fig. 4-6. En estos se puede observar una clara tendencia con los parámetros de generación  $\vec{\alpha}$ . Se pudo constatar la disminución de eventos de interés  $f_e^{(\mu,k)}(4)$  con el aumento del tiempo de vida del fotón oscuro  $c\tau_{\gamma_D}$  y de la masa del neutralino oscuro  $m_{n_D}$ , en contraste se registra aumento de los eventos de interés con la masa del fotón oscuro  $m_{\gamma_D}$ . En el caso de cambios de la masa del neutralino ligero  $m_{n_1}$ , los datos muestran variaciones pequeñas en el rango definido (ver Tabla 3-2), los datos adquiridos no dan una conclusión clara de su comportamiento.

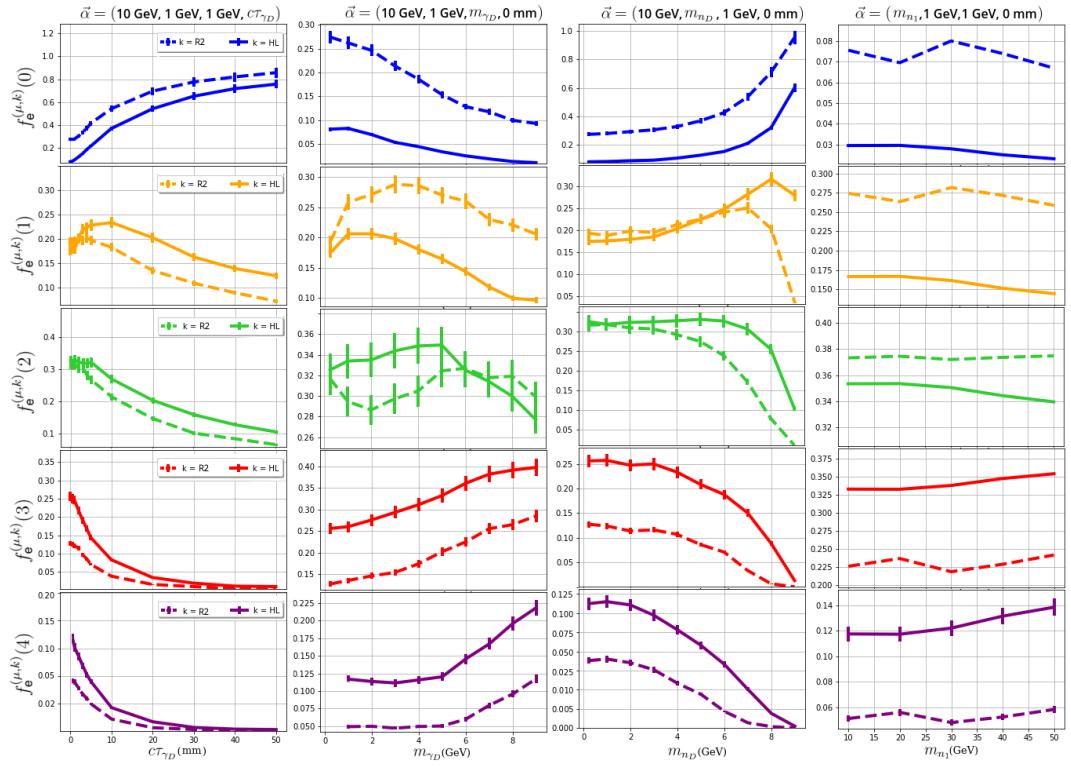


Figura 4-6: Ejemplo de variaciones del parámetro  $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x)$ .

Dado que se intenta reconstruir el decaimiento de la Fig. 1-6b, el estadístico  $f_e^{(\mu,k)}(x)$  para  $x \geq 4$  es el de mayor interés para esta investigación, el mismo muestra como la configuración del detector en Alta Luminosidad ( $k = \text{HL}$ ) reconstruye entre 86.7 % - 790.2 % más de eventos con 4 muones que el detector en la configuración Run-2 ( $k = \text{R2}$ ) para las muestras simuladas (ver Tabla 3-2).

### Regresión de datos de frecuencia

Con la intención de realizar una caracterización eficiente de la cantidad de eventos de interés y de su dependencia con los parámetros de generación, se intenta utilizar métodos simples de regresión para valorar la posibilidad de inferir información pertinente a la frecuencia de los eventos. Para esto se utilizan los métodos presentados ya en la sección 3.3 mediante una aproximación lineal como la propuesta en la ec. 3-4 y con una red neuronal como la presentada en la Fig. 3-8.

Al implementar el método de regresión polinomial sobre los datos  $f_e^{(\mu,k)}(4)$  hasta el orden  $n = 9$  visualizada en la Fig. 4-7, se puede observar una mejora en los parámetros progresiva con el aumento del orden  $n$ . La correspondencia entre los valores simulados y los predichos

$\vec{\alpha}$				Estadístico			
$m_{n_1}$	$m_{n_D}$	$m_{\gamma_D}$	$c\tau_{\gamma_D}$	$A_n^\mu(\text{R2})$	$A_n^\mu(\text{HL})$	$f_e^{(\mu, \text{R2})}(4)$	$f_e^{(\mu, \text{HL})}(4)$
10	1	1	0.5	0.2908	0.4261	$0.0504 \pm 0.0029$	$0.1153 \pm 0.0044$
				0.2909	0.4250	$0.0497 \pm 0.0029$	$0.1158 \pm 0.0044$
				0.2861	0.4139	$0.0468 \pm 0.0028$	$0.1152 \pm 0.0044$
				0.2628	0.3783	$0.0380 \pm 0.0025$	$0.0939 \pm 0.0039$
				0.1330	0.2022	$0.0086 \pm 0.0012$	$0.0212 \pm 0.0019$
				0.0815	0.5111	$0.0017 \pm 0.0005$	$0.0075 \pm 0.0012$
10	1	2	0	0.3567	0.5167	$0.0509 \pm 0.0029$	$0.1102 \pm 0.0043$
				0.3893	0.5492	$0.0491 \pm 0.0029$	$0.1166 \pm 0.0044$
				0.4451	0.5991	$0.0597 \pm 0.0032$	$0.1451 \pm 0.0049$
				0.4857	0.6348	$0.0854 \pm 0.0038$	$0.1882 \pm 0.0056$
10	2	1	0	0.3382	0.5020	$0.0464 \pm 0.0028$	$0.1110 \pm 0.0043$
				0.3072	0.4732	$0.0348 \pm 0.0024$	$0.0891 \pm 0.0039$
				0.2414	0.4142	$0.0139 \pm 0.0015$	$0.0548 \pm 0.0030$
				0.0993	0.2732	$0.0012 \pm 0.0004$	$0.0108 \pm 0.0013$
20	1	1	0	—	—	$0.0560 \pm 0.0030$	$0.1176 \pm 0.0044$
				—	—	$0.0480 \pm 0.0028$	$0.1224 \pm 0.0045$
				—	—	$0.0524 \pm 0.0030$	$0.1319 \pm 0.0047$
				—	—	$0.0583 \pm 0.0031$	$0.1391 \pm 0.0048$

Tabla 4-2: Variación de estadísticos característicos para combinaciones de los términos del parámetro generación  $\vec{\alpha}$  y los detectores  $k$ .

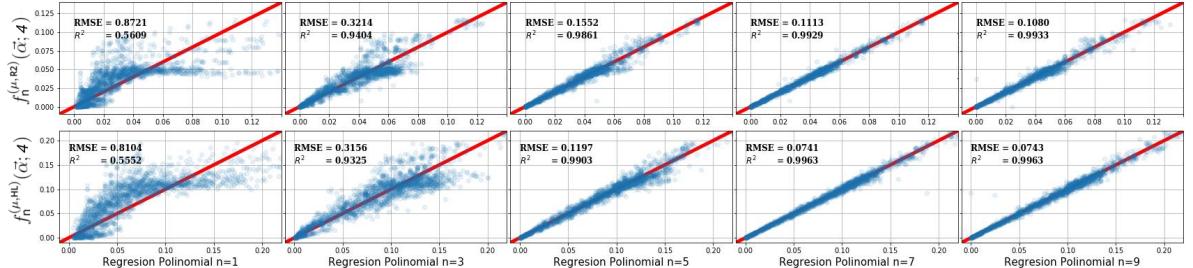


Figura 4-7: Resultados de la regresión polinomial de los valores de frecuencia  $f_e^{(\mu, k)}(4; \vec{\alpha})$ .

es corroborada por los parámetros de confianza **RMSE** y **R<sup>2</sup>**.

Haciendo uso del método **RNA** según una configuración semejante a la Fig. 3-4 con 6 capas ocultas con cantidad de nodos dada por  $m_k = 128, 64, 32, 16, 8, 4$ , se obtuvo un modelo con valores de **RMSE** y **R<sup>2</sup>** comparables con los del método de regresión lineal explicado con anterioridad.

En la Fig. 4-8 también se puede observar una comparación de los resultados de los dos métodos al intentar reconstruir la información de los valores de frecuencia  $f_e^{(4μ, k)}$  mostrando una alta linealidad en los resultados obtenidos validando su implementación como método

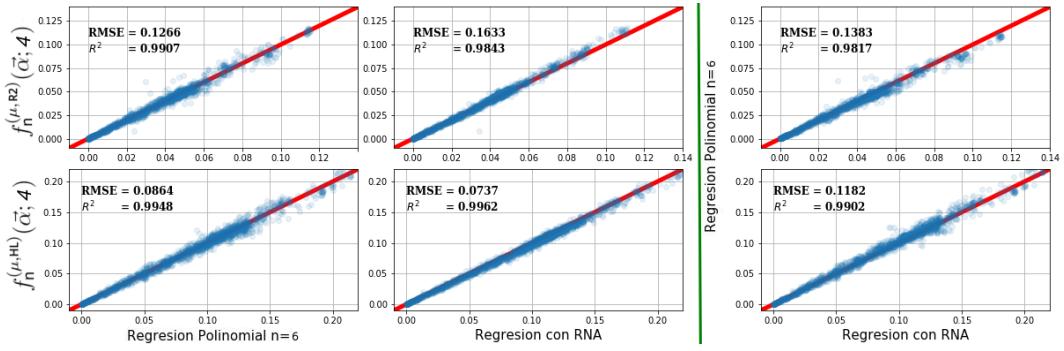


Figura 4-8: Comparación de los resultados de regresión utilizando RNA y regresión polinomial para predecir las frecuencias  $f_e^{(\mu,k)}(4; \vec{\alpha})$ .

de análisis. Los resultados dan claridad de como el método de predicción de la fracción de eventos con 4 muones del total puede ser utilizado para optimizar la selección del parámetro  $N_e$  en el proceso de generación (ver Tabla 3-2).

#### 4.2.1 Variación de las propiedades de los muones

La caracterización de las propiedades de los muones  $W^{(\mu,k)}(x_j)$ , es parte importante de este estudio. Caracterizar las variaciones dependientes del parámetro de generación  $\vec{\alpha}$  y los posibles cambios de estas propiedades resultado del cambio de la eficiencia de los detectores en sus diferentes configuraciones  $k = \text{R2, HL}$  y compararlas con la teoría  $k = \text{True}$  es necesario para entender los cambios en la detección de los muones.

Los valores generales del momento transversal mostrados en la Fig. 4-9 y como varían sus distribuciones con los parámetros de generación se encontraron cambios en la morfología con los parámetros  $m_{\gamma_D}$  y  $m_{n_D}$ , alternativamente una variación de la amplitud en la escala de frecuencias con el parámetro de tiempo de vida del fotón oscuro  $c\tau_{\gamma_D}$ . Al comparar las distribuciones correspondientes a las diferentes configuraciones de los detectores se comprobó correctamente el aumento en la eficiencia de detección entre  $\approx 6\% - 14\%$  en la configuración de Alta Luminosidad para valores del momento de  $P_T > 10 \text{ GeV}$ . Además, a diferencia de la configuración Run-2, la configuración en Alta Luminosidad permitirá detectar muones de baja energía, información que será determinante con el aumento teórico del parámetro de masa del neutralino oscuro  $m_{n_D}$ , estos resultados son congruentes con los presentados en la Tabla 4-2.

En la configuración Run-2 existe un corte para valores de pseudorapidez de  $|\eta| \lesssim 2.4$ , correspondiendo al espectro donde se ubican el  $\sim 68\%$  de los muones. Por otro lado, en la configuración de Alta Luminosidad se obtienen partículas con  $|\eta| \lesssim 4$ , este nuevo dominio

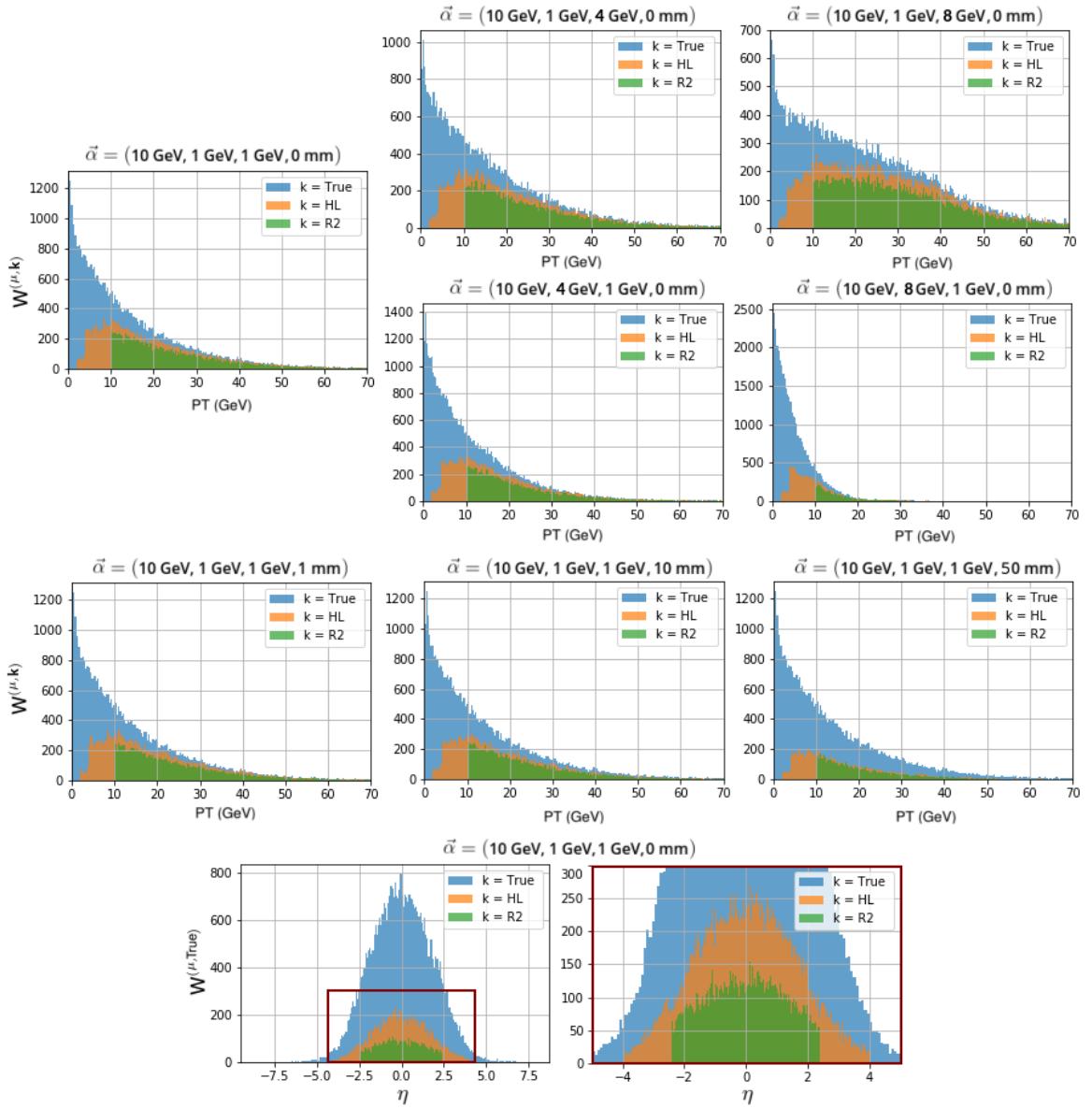


Figura 4-9: Variación de las propiedades momento transversal y de la pseudorapidez de los muones en diferentes configuraciones del detector  $k$  y ante variaciones del parámetro de generación  $\vec{\alpha}$ .

ocupa el rango correspondiente al  $\sim 96\%$  de las partículas generadas por la señal **MC**. De lo anterior queda claro que la mejora esperada en el experimento **CMS**, será determinante en la localización de las partículas provenientes de la teoría **MSSMD**.

### 4.2.2 Reconstruyendo el fotón oscuro

Se está investigando el decaimiento  $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow 2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$  correspondiente al proceso **Dark-SUSY** o **MSSMD** como se muestra en el diagrama de la Fig. 1-6b. Se aplicarán 3 métodos diferentes para calcular la masa del fotón oscuro  $\gamma_D$  correspondiente de este decaimiento. Estos métodos serán comparados y caracterizados para poder validar sus ventajas y limitaciones.

#### Método $\mathbb{N}_{\text{True}}$

Hace referencia a la comparación directa por eventos de la información obtenida por la clase **GenParticle** y contenida en la rama **Particle** del archivo `*.root` relativa a las partículas generadas con **MC** ( $k = \text{True}$ ) con la proporcionada por la clase **Muon** y obtenida de la rama del mismo nombre proporcionando las propiedades de los muones detectados mediante el proceso de simulación del detector en la configuración elegida  $k = \text{HL,R2}$ . Para detectar el origen de las partículas que son reconstruidas por el detector se implementa un proceso iterativo de comparación entre los muones del detector y los generados, se consideran los mismos muones resultado de cumplir con dos requerimientos:

- La diferencia en el momento transversal debe cumplir:

$$2 \left| P_T^{(\mu_1)} - P_T^{(\mu_2)} \right| / \left[ P_T^{(1)} + P_T^{(2)} \right] < .1 \quad (4-11)$$

- La distancia entre las partículas en el plano  $\eta \times \phi$  sea mínima, o sea:

$$\min \{ \Delta R \} = \sqrt{[\eta^{(\mu_1)} - \eta^{(\mu_2)}]^2 + [\phi^{(\mu_1)} - \phi^{(\mu_2)}]^2} \quad (4-12)$$

Dado que el origen de las partículas  $k = \text{True}$  es determinado, esta comparación permite suponer con bajo porcentaje de error el origen de las partículas reconstruidas por el detector.

Entre las ventajas, esta la alta fiabilidad en los resultados y discernimiento sobre el origen individual de cada muon. Entre sus desventajas, se encuentra, la imposibilidad de conocer los errores resultado de la comparación.

#### Aplicando el método $\mathbb{N}_{\text{True}}$

Se hace una caracterización general que reúne en grupos todas las muestras simuladas con un valor del parámetro de masa del fotón oscuro específica  $m_{\gamma_D}$ . A estos grupos se les aplica el proceso de comparación siguiendo el método  $\mathbb{N}_{\text{True}}$ , y una vez identificada los di-muones

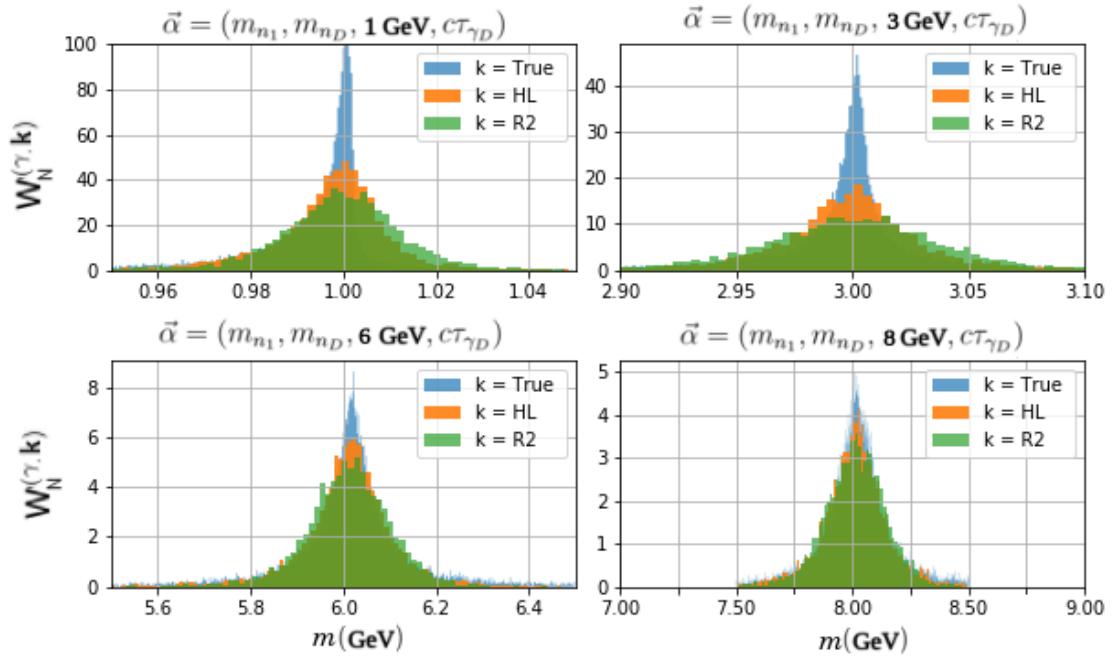


Figura 4-10: Valores de masa invariante reconstruida de di-muones identificados con el método  $\mathbb{N}_{\text{True}}$ .

Parámetro $m_{\gamma D}$ (GeV)	Rango para el 95 % de los valores de $W_N^{(\gamma, k)}$								
	$k = \text{True}$		$k = \text{HL}$		$k = \text{R2}$				
	$\tilde{m}^{\max\{m\}}_{\min\{m\}}$	$\max\{\Delta m\}$	$\tilde{m}^{\max\{m\}}_{\min\{m\}}$	$\max\{\Delta m\}$	$\tilde{m}^{\max\{m\}}_{\min\{m\}}$	$\max\{\Delta m\}$			
1	1.0070 0.9348	1.1640 0.9348	0.0649	0.9788 1.6466	1.9138 1.6466	1.2084	0.9972 0.6101	2.3029 0.6101	1.5625
2	1.9982 1.9065	2.1223 1.9065	0.1691	1.9884 1.5316	2.7434 1.5316	1.3099	1.9922 1.4182	3.0688 1.4182	1.6612
3	2.9952 2.8510	3.2272 2.8510	0.3650	2.9905 2.5030	3.6505 2.5030	1.2725	2.9931 2.3468	3.9416 2.3468	1.6937
4	4.0082 3.7929	4.3908 3.7929	0.5377	3.9909 3.4980	4.5739 3.4980	1.2403	3.9922 3.3280	4.8446 3.3280	1.6519
5	5.0256 4.7461	5.4876 4.7461	0.6704	4.9916 4.5122	5.5281 4.5122	1.2048	4.9918 4.3372	5.7624 4.3372	1.5825
6	6.0373 5.6921	6.5383 5.6921	0.8072	5.9906 5.4170	6.5903 5.4170	1.3376	5.9897 5.2344	6.8303 5.2344	1.7378
7	7.0193 6.6202	7.6389 6.6202	0.9784	6.9896 6.3953	7.5784 6.3953	1.3150	6.9897 6.2239	7.7884 6.2239	1.6676
8	8.0253 7.5903	8.7370 7.5903	1.0795	7.9887 7.3765	8.5680 7.3765	1.3426	7.9858 7.2176	8.7652 7.2176	1.6717

Tabla 4-3: Variación de estadísticos característicos para combinaciones de los términos del parámetro generación  $\vec{\alpha}$  y los detectores  $k$ .

reconstruidos se calcula masa invariante  $m$ , algunos ejemplos son gráficos en el Fig. 4-10 y el valor de su moda  $\tilde{m}$  con los valores mínimos  $\min\{m\}$  y máximos  $\max\{m\}$ . Además, bajo el análisis por eventos de los 2 di-muones para diferentes  $k$  se calcula el valor correspondiente a la diferencia de la masa invariante  $\Delta m \equiv |m_1 - m_2|$  siempre que sea posible reconstruir completamente el decaimiento.

Las distribuciones  $W_N^{(\gamma,k)}$  para la masa invariante  $m$  de los di-muones son en general asimétricas. Además, basado en los resultados de la Tabla 4-3 se puede comprobar una disminución de los errores y por lo tanto una mejor reconstrucción de la teoría, con el aumento de la masa teórica del fotón oscuro  $\gamma_D$ . También, la actualización del detector en la configuración  $k = \text{HL}$  muestra una disminución entre un  $\sim 21\% - 28\%$  en los errores de los valores de masa para el 95 % de los datos.

### Método $\mathbb{N}_{\text{RNA}}$

Una vez entrenado el identificador de di-muones especificado en la sección 3.4.1 con la información contenida en la rama Particle del archivo `*.root`, un proceso iterativo es aplicado a todo emparejamiento posible entre los muones reconstruidos por el detector. La precisión  $\text{acc}_{\text{RNA}}$  dada por la ecuación 3-10, es obtenida al comparar los emparejamientos realizados con los obtenidos con el método  $\mathbb{N}_{\text{True}}$ .

Este es un método general, que permite su aplicación sobre todos los eventos siempre que se tenga mínimo un muon de carga positiva y otro de carga negativa. Entre sus desventajas esta el hecho de que solo puede discernir sobre la pertenencia de los di-muones de un decaimiento **Dark-SUSY**, la caracterización individual de los muones no es posible.

### Método $\mathbb{N}_{\text{ite}}$

Se aplica un proceso iterativo sobre los eventos con un mínimo de 2 muones con carga positiva y 2 de carga negativa. Se emparejan todos los di-muones sin elemento en común de tal forma que la diferencia entre las masas invariantes  $m$  resultantes sea mínima:

$$\Delta m_{\min} \equiv \min \{\Delta m\} = \min \{|m_1 - m_2|\} \quad (4-13)$$

A este método se le puede anexar un corte que haga coherente la hipótesis de que los di-muones provienen de la misma partícula teórica, su aplicación implica que  $\mathbb{N}_{\text{ite}} \Rightarrow \mathbb{N}_{\text{ite}}(\delta m)$ , donde  $\delta m > \Delta m_{\min}$  hace referencia al valor máximo admisible para la diferencia de masas invariantes. Como resultado del método  $\mathbb{N}_{\text{True}}$  (ver Tabla 4-3) se hace supuesto que un mínimo de 95 % de los pares de di-muones cumplen con  $\delta m = 2 \text{ GeV}$ . La precisión  $\text{acc}_{\text{ite}}$  dada por la ecuación 3-10, es obtenida al comparar los emparejamientos realizados con los obtenidos con el método  $\mathbb{N}_{\text{True}}$ .

Este es un método general, fácilmente reproducible. Entre sus desventajas esta el hecho de que solo puede implementarse a la fracción de muones dada por  $f_e^{(\mu,k)}(4)$ .

$\vec{\alpha}$				R2						HL					
$m_{n_1}$ (GeV)	$m_{n_D}$ (GeV)	$m_{\gamma_D}$ (GeV)	$c\tau_{\gamma_D}$ (mm)	$N_{\text{True}}$ $A_n^\gamma(\text{R2})$	$N_{\text{RNA}}$ $A_n^\gamma(\text{R2})$	$acc_{\text{RNA}}$	$N_{\text{ite}}$ $A_n^\gamma(\text{R2})$	$acc_{\text{ite}}$	$N_{\text{True}}$ $A_n^\gamma(\text{HL})$	$N_{\text{RNA}}$ $A_n^\gamma(\text{HL})$	$acc_{\text{RNA}}$	$N_{\text{ite}}$ $A_n^\gamma(\text{HL})$	$acc_{\text{ite}}$		
10	1	1	0	0.2179	0.2171	0.9901	0.0512	0.9980	0.3382	0.3362	0.9915	0.1174	0.9983		
			0.5	0.1922	0.2168	0.8736	0.0504	0.8651	0.3023	0.3383	0.8828	0.1152	0.8759		
			1	0.1899	0.2134	0.8823	0.0478	0.8745	0.2957	0.3342	0.8740	0.1168	0.8750		
			2	0.1909	0.2168	0.8839	0.0498	0.8652	0.2992	0.3377	0.8808	0.1158	0.8587		
			3	0.1850	0.2139	0.8770	0.0492	0.8720	0.2873	0.3264	0.8839	0.1100	0.8700		
			4	0.1790	0.2099	0.8792	0.0468	0.8675	0.2860	0.3256	0.8851	0.1152	0.8646		
			5	0.1804	0.2113	0.8807	0.0478	0.8658	0.2794	0.3237	0.8838	0.1078	0.8601		
			10	0.1564	0.1881	0.8852	0.0380	0.8500	0.2424	0.2903	0.8846	0.0936	0.8561		
			50	0.0685	0.0835	0.8898	0.0086	0.7674	0.1145	0.1420	0.8838	0.0212	0.8491		
			100	0.0409	0.0496	0.8921	0.0018	0.8824	0.0912	0.0901	0.8912	0.0074	0.8766		
10	1	2	0	0.2138	0.2129	0.9904	0.0508	0.9961	0.3292	0.3254	0.9932	0.1100	0.9973		
			3	0.2130	0.2113	0.9886	0.0478	0.9937	0.3342	0.3290	0.9898	0.1139	0.9974		
			4	0.2096	0.2070	0.9869	0.0490	1.0000	0.3345	0.3279	0.9888	0.1164	0.9982		
			5	0.2208	0.2175	0.9843	0.0512	0.9961	0.3520	0.3424	0.9896	0.1238	0.9943		
			6	0.2372	0.2316	0.9859	0.0598	0.9899	0.3795	0.3667	0.9908	0.1450	0.9973		
			7	0.2641	0.2569	0.9889	0.0732	0.9983	0.4072	0.3924	0.9912	0.1641	0.9951		
			8	0.2866	0.2796	0.9851	0.0854	0.9953	0.4260	0.4107	0.9906	0.1879	0.9957		
			10	0.2085	0.2085	0.9889	0.0464	0.9957	0.3310	0.3303	0.9912	0.1108	0.9990		
20	1	1	0	0.1972	0.1971	0.9895	0.0440	1.0000	0.3166	0.3159	0.9913	0.1020	0.9990		
			3	0.1757	0.1757	0.9880	0.0348	0.9971	0.2959	0.2954	0.9903	0.0889	0.9988		
			4	0.1474	0.1475	0.9891	0.0232	0.9957	0.2702	0.2694	0.9909	0.0734	1.0000		
			5	0.1165	0.1170	0.9850	0.0140	1.0000	0.2310	0.2304	0.9883	0.0547	0.9982		
			6	0.0652	0.0656	0.9756	0.0048	1.0000	0.1776	0.1773	0.9853	0.0347	1.0000		
			7	0.0238	0.0247	0.9272	0.0012	1.0000	0.1010	0.1013	0.9758	0.0108	1.0000		
			8	0.0550	0.0545	0.9509	0.0540	0.9880	0.1136	0.1126	0.9804	0.1101	0.9931		
			20	0.0443	0.0440	0.9903	0.0439	0.9901	0.1220	0.1220	0.9790	0.1102	0.9895		
30	1	1	0	0.0509	0.0506	0.9781	0.0499	0.9712	0.1311	0.1305	0.9527	0.1300	0.9970		
			40	0.0541	0.0506	0.9870	0.0521	0.9877	0.1309	0.1295	0.9790	0.1259	0.9742		

Tabla 4-4: Resultados de la aplicación de los métodos de reconstrucción del fotón oscuro  $\gamma_D$ .

## Comparando los métodos $N_{\text{True}}$ , $N_{\text{RNA}}$ y $N_{\text{ite}}$

Se implementa los métodos de análisis especificados en las secciones anteriores sobre el conjunto de datos simulados (ver Tabla 3-2). Estos, en general, están dirigidos a reconstruir la mayor cantidad de fotones oscuros posibles, la fracción del total generado de fotones oscuros reconstruidos está dada por:

$$A_n^\gamma(k) = \sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(\gamma,k)} / \sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(\gamma,\text{True})} = \sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(\gamma,k)} / 2N_e \quad (4-14)$$

donde  $i$  hace referencia al evento, y  $k$  a la configuración del detector implementado.

La cantidad de fotones reconstruidos dependerá del método utilizado para identificarlos y reconstruirlos. Además, con alta fiabilidad se puede considerar que los obtenidos como resultados de implementar  $N_{\text{True}}$  será el tope máximo de fotones oscuros que podrán reconstruirse correctamente. Algunos ejemplos se muestran en la Tabla 4-4.

Con el procesamiento de los datos se pudo constatar el aumento de la reconstrucción de di-muones en la configuración de Alta Luminosidad, llegando a reconstruir hasta  $\sim 400\%$  veces más fotones oscuros a reconstruir que en la configuración Run-2. Además, como era esperado, el método utilizando redes neuronales  $N_{\text{RNA}}$  logra identificar correctamente un mínimo de  $\sim 85\%$  del total posible de fotones oscuros. Por otro lado, el método  $N_{\text{ite}}$  es mayormente más exacto en la identificación, pero, su capacidad de reconstrucción es muy variable y dependiente de las condiciones iniciales de generación  $\vec{\alpha}$  que rigen la probabilidad de reconstruir correctamente eventos  $f_e^{(\mu,k)}(4)$ , variando entre los  $\sim 4 - 45\%$  de la capacidad total. Los errores esperados son semejantes a los obtenidos en la Tabla 4-3.

## Conclusiones

- Se crea una herramienta en `python` para la automatización en paralelo del proceso de simulación y generación de datos correspondiente al decaimiento  $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow 2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$  del modelo **Dark-SUSY** bajo las configuraciones del detector **CMS** correspondiente a Run-2 y Alta Luminosidad.
- Se crea un método de selección de máximo de eventos  $N_e$  basado en regresión polinomial, permitiendo optimizar el proceso de generación para obtener la cantidad de eventos de interés con un mínimo de 4 muones que sea requerida por la investigación.
- Se analiza las propiedades de los muones y fotones provenientes de la señal **Dark-SUSY** o reconstruida por el detector. Se comparán las distribuciones bajo diferentes condiciones de generación dada por el parámetro  $\vec{\alpha}$ , mostrando además el aumento del dominio de los valores de la pseudorapidez desde  $|\eta| \lesssim 2.4$  a  $|\eta| \lesssim 4$  y del momento transversal  $P_T < 10 \text{ GeV}$  a  $P_T < .1 \text{ GeV}$  con la actualización del detector. Además, con la actualización se reconstruyen un mínimo de 36 % muones más.
- Como resultado de la actualización del detector **CMS**, se disminuye el error en las distribuciones de masa invariante del fotón oscuro  $m_{\gamma_D}$  de  $\sim 12\% - 28\%$  y permite reconstruir totalmente hasta un 400 % más de ellos, variando este valor con los elementos del parámetro de generación  $\vec{\alpha}$ .
- Se implementan 2 métodos generales para la identificación de los di-muones. El primero, basado en el uso de un identificador usando redes neuronales, permitiendo la reconstrucción de un mínimo de  $\sim 85\%$  del total de fotones permitido por el detector. El segundo, basado en un proceso de comparación de masas por eventos, permitiendo reconstruir entre  $\sim 4\% - 45\%$  del total de fotones permitido por el detector.

## Bibliografía

- ALWALL, J., FREDERIX, R., FRIXIONE, S., HIRSCHI, V., MALTONI, F., MATTELAER, O., SHAO, H.S., STELZER, T., TORRIELLI, P., Y ZARO, M. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *J. High Energ. Phys.* (2014). arXiv: 1405.0301
- ARKANI-HAMED, N., FINKBEINER, D.P., SLATYER, T.R., Y WEINER, N. A Theory of Dark Matter. *High Energy Physics - Phenomenology* (2009). doi: 10.1103/PhysRevD.79.015014
- ATLAS COLLABORATION. Search for long-lived neutral particles decaying into lepton jets in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector. *Journal of High Energy Physics* (2014). arXiv: 1409.0746
- ATLAS COLLABORATION. Search for new phenomena in events with at least three photons collected in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector. *The European Physical Journal C* (4) (2016a). arXiv: 1509.05051
- ATLAS COLLABORATION. Search for the Higgs boson produced in association with a  $W$  boson and decaying to four  $b$ -quarks via two spin-zero particles in  $pp$  collisions at 13 TeV with the ATLAS detector. *The European Physical Journal C* (2016b). arXiv: 1606.08391
- ATLAS COLLABORATION. Search for Higgs boson decays to beyond-the-Standard-Model light bosons in four-lepton events with the ATLAS detector at  $\sqrt{s} = 13$  TeV. *Journal of High Energy Physics* pág. 166 (2018a). arXiv: 1802.03388
- ATLAS COLLABORATION. Search for the Higgs boson produced in association with a vector boson and decaying into two spin-zero particles in the  $H \rightarrow aa \rightarrow 4b$  channel in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector. *Journal of High Energy Physics* (2018b). arXiv: 1806.07355
- BATELL, B., POSPELOV, M., Y RITZ, A. Probing a Secluded U(1) at B-factories. *Physical Review D* (2009). doi: 10.1103/PhysRevD.79.115008
- BERGH, S.V.D. The Early History of Dark Matter. *PUBL ASTRON SOC PAC* (1999). arXiv: 9904251

- BINOTH, T., GUFFANTI, A., GUILLET, J.P., HEINRICH, G., KARG, S., KAUER, N., MERTSCH, P., REITER, T., REUTER, J., Y SANGUINETTI, G. Precise predictions for LHC using a GOLEM. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* (2008). arXiv: 0807.0605
- BUCHMÜLLER, W. Y LÜDELING, C. *Field Theory and Standard Model* (2006). arXiv: 0609174
- BUCKLEY, A., FERRANDO, J., LLOYD, S., NORDSTROM, K., PAGE, B., RUEFENACHT, M., SCHOENHERR, M., Y WATT, G. LHAPDF6: parton density access in the LHC precision era. *Eur. Phys. J. C* (2015). arXiv: 1412.7420
- CMS COLLABORATION. Search for a non-standard-model Higgs boson decaying to a pair of new light bosons in four-muon final states. *Physics Letters B* (2013). doi: 2013.09.009, arXiv: 1210.7619
- CMS COLLABORATION. Search for a very light NMSSM Higgs boson produced in decays of the 125 GeV scalar boson and decaying into tau leptons in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ . *J. High Energ. Phys.* (2016). arXiv: 1510.06534
- CMS COLLABORATION. Search for an exotic decay of the Higgs boson to a pair of light pseudoscalars in the final state of two muons and two  $\tau$  leptons in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ . *Journal of High Energy Physics* (11) (2018). arXiv: 1805.04865
- CMS COLLABORATION. Search for a narrow resonance lighter than 200 GeV decaying to a pair of muons in proton-proton collisions at 13 TeV. *hep-ex* (2019a). arXiv: 1912.04776
- CMS COLLABORATION. A search for pair production of new light bosons decaying into muons in proton-proton collisions at 13 TeV. *Physics Letters B* (2019b). doi: 10.1016/j.physletb.2019.07.013
- CMS COLLABORATION. A search for pair production of new light bosons decaying into muons in proton-proton collisions at 13 TeV. *High Energy Physics - Experiment* (2019c). doi: 10.1016/j.physletb.2019.07.013
- COLLABORATION, A. Search for new light gauge bosons in Higgs boson decays to four-lepton final states in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8\text{ TeV}$  with the ATLAS detector at the LHC. *Physical Review D* (2015). doi: 10.1103/PhysRevD.92.092001
- COLLESS, M. Y DUNN, A.M. Structure and Dynamics of the Coma Cluster. *ApJ* (1996). arXiv: 9508070

- CONTE, E., FUKS, B., Y SERRET, G. MadAnalysis 5, a user-friendly framework for collider phenomenology. *Computer Physics Communications* (2013). arXiv: 1206.1599
- DALTON, JOHN. John Dalton Biography (1803). Web: <https://www.biography.com/scientist/john-dalton>
- DE FAVEREAU, J., DELAERE, C., DEMIN, P., GIAMMANCO, A., LEMAÎTRE, V., MERTENS, A., Y SELVAGGI, M. DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment. *J. High Energ. Phys.* (2014a). doi: 10.1007/JHEP02(2014)057
- DE FAVEREAU, J., DELAERE, C., DEMIN, P., GIAMMANCO, A., LEMAÎTRE, V., MERTENS, A., Y SELVAGGI, M. DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment. *J. High Energ. Phys.* (2014b). arXiv: 1307.6346
- DENNER, A., DITTMAYER, S., Y HOFER, L. Collier: a fortran-based Complex One-Loop Library in Extended Regularizations. *Computer Physics Communications* (2017). arXiv: 1604.06792
- DEUR, A. Relativistic corrections to the rotation curves of disk galaxies. *astro-ph* (2020). arXiv: 2004.05905
- DRIS BOUBAA, GABER FAISEL, S.K. Beyond SM Physics and searches for SUSY at the LHC. *High Energy Physics - Phenomenology* (2020). arXiv: 2005.08069
- GIANFRANCO BERTONE, N.B. Identifying WIMP dark matter from particle and astroparticle data. *High Energy Physics* (2018). arXiv: 1712.04793
- JACOBO, L. Probabilidad (2010). Página: <https://probabilidadestadistic.blogspot.com/>
- KINGMA, D.P. Y BA, J. Adam: A Method for Stochastic Optimization. *Published as a conference paper at the 3rd International Conference for Learning Representations* (2015). arXiv: 1412.6980
- KURODA, M. Complete Lagrangian of MSSM (2005). arXiv: 9902340
- LHCb COLLABORATION. Search for Higgs-like bosons decaying into long-lived exotic particles. *The European Physical Journal C* (2016). arXiv: 1609.03124
- MANIATIS, M. The Next-to-Minimal Supersymmetric extension of the Standard Model reviewed. *High Energy Physics - Phenomenology* (2009). doi: 10.1142/S0217751X10049827

- MARSH, G.E. Strings, Topological Change and Dark Matter. *gr-qc* (2019). arXiv: 1909.01077
- MAXIM LALETIN, J.R.C. Strongly interacting dark matter and the DAMA signal. *Cosmology and Nongalactic Astrophysics* (2019). arXiv: 1903.04637
- MIELKE, E.W., FUCHS, B., Y SCHUNCK, F.E. Dark Matter Halos as Bose-Einstein Condensates. *The Tenth Marcel Grossmann Meeting* (2006). arXiv: 0608526
- MIGLIORE, E. The CMS Tracker Upgrade for the High-Luminosity LHC. *High Energy Physics-Experiment* (2019). arXiv: 1911.02438
- NAGY, Z. Y SOPER, D.E. What is a parton shower. *Phys. Rev. D* (2018). arXiv: 1705.08093
- NIEMEYER, J.C. Small-scale structure of fuzzy and axion-like dark matter. *Cosmology and Nongalactic Astrophysics* (2019). arXiv: 1912.07064
- PI, H., ACOSTA, D., AVERYA, P., GREENB, D., ROHLF, J., Y TULLY, C. Measurement of missing transverse energy with the CMS detector at the LHC. *European Physical Journal C* (2005). doi: 10.1140/epjc/s2006-02-004-8
- RESSEGOTTI, M. Overview of the CMS Detector Performance at LHC Run-2. *Physical Review D* (2019). doi: 10.3390/universe5010018
- ROMAO, J.C. Y SILVA, J.P. A resource for signs and Feynman diagrams of the Standard Model. *Int. J. Mod. Phys. A* (2012). arXiv: 1209.6213
- SANTAMARIA, A. Masses, Mixings, Yukawa Couplings and their Symmetries. *Physics Letters B* (1993). arXiv: 9302301
- SERVANT, G. Y TAIT, T.M.P. Is the Lightest Kaluza-Klein Particle a Viable Dark Matter Candidate? *Nuclear Physics B* (2003). arXiv: 0206071
- SJOSTRAND, T., ASK, S., CHRISTIANSEN, J.R., CORKE, R., DESAI, N., ILTEN, P., MRENNA, S., PRESTEL, S., RASMUSSEN, C.O., Y SKANDS, P.Z. An Introduction to PYTHIA 8.2. *Computer Physics Communications* (2015). arXiv: 1410.3012
- SJÖSTRAND, T., ASK, S., CHRISTIANSEN, J.R., CORKE, R., DESAI, N., ILTEN, P., MRENNA, S., PRESTEL, S., RASMUSSEN, C.O., Y SKANDS, P.Z. An Introduction to PYTHIA 8.2. *Computer Physics Communications* (2015). doi: 10.1016/j.cpc.2015.01.024

TOFIGHI A., P.F. Extended Higgs sector of supersymmetric models. *Physica Scripta* (2009).  
doi: 0.1088/0031-8949/80/01/015101

WELLS, P.S. The upgraded ATLAS and CMS detectors and their physics capabilities. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* pág. 20140046 (2015). doi: 10.1098/rsta.2014.0046

WU, X. Y KROUPA, P. Galactic rotation curves, the baryon-to-dark-halo-mass relation and space-time scale invariance. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (2015). arXiv: 1410.2256