



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:

MAESTRO EN CIENCIAS

PRESENTA:

FRANCISCO MARTÍNEZ SÁNCHEZ

DIRECTOR DE TESIS:

DR. ALFREDO CASTAÑEDA



HERMOSILLO, SONORA

MES, 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

Bs. Physics

Tesis presentada para obtener el grado de

Maestro en Ciencias

en el

UNISON

UNIVERSIDAD DE SONORA

Hermosillo, Sonora. Mes, 2020

1 Agradecimientos

Índice general

1 Física de Partículas	3
1.1 Modelo Estándar	3
1.1.1 Composición de la materia e interacciones fundamentales	4
1.1.2 Simetrías y lagrangiano	6
1.1.3 Insuficiencias del modelo	8
1.2 Más allá del modelo estándar con la materia oscura	8
1.2.1 Evidencias observacionales	9
1.2.2 Composición de la materia oscura	12
1.2.3 Extensión del Modelo Estándar con Supersimetría	15
2 Experimento y Simulación	21
2.1 Física de Altas Energías	21
2.1.1 Actualizando HLC	23
2.2 Experimento CMS	25
2.2.1 Identificación y Reconstrucción de Muones	28
2.3 Simulación en Altas Energías	31
2.3.1 Implementando ROOT	32
2.3.2 Altas Energías con MadGraph	33
2.3.3 Hadronizacion con Pythia 8	35
2.3.4 Simulando el detector con Delphes 3	37
3 Simulación, análisis y discusión de los resultados	39
3.1 Herramientas de caracterización	39
3.1.1 Generación de los datos	40
3.1.2 Procesamiento y conversión de los datos	45
3.1.3 Métodos de regresión de datos	46
3.2 Análisis de la señal sin detectores	49

28	3.3 Análisis de eventos	51
29	3.4 Generalidades de las propiedades independientes de los muones	58
30	3.5 Reconstrucción de los fotones oscuros	60
31	3.5.1 Reconstrucción de los eventos con 4 muones	60
32	3.5.2 Reconstrucción de los eventos con menos de 4 muones	60
33	3.5.3 Reconstrucción total de fotones oscuros	60
34	3.6 Aislamiento	60
35	A Experimentos de Materia Oscura	63
36	B Name of Appendix B	69
37	Referencias Bibliográficas	74

³⁸ Índice de tablas

³⁹	1-1 Ancho total y $f(m_{\gamma_D})$	19
⁴⁰	3-1 Notación y parámetros de generación usados en la investigación.	44
⁴¹	3-2 Cambio del contenido muónico de procesos con variación de la masa de fotón	
⁴²	oscuro m_{γ_D}	50
⁴³	3-3 Ejemplos de valores de frecuencia muónica para combinaciones de generación	56

⁴⁴ Índice de figuras

45	1-1 Clasificación de las partículas según el modelo estándar de las partículas elementales.	4
46		
47	1-2 Simetrías del modelo estándar	7
48		
49	1-3 Diagrama de cúmulo de galaxias que actúa como lente gravitatoria para una galaxia muy distante.	10
50		
51	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	
52	las dos galaxias más grandes del Grupo Local, Andrómeda (M31) y la Vía	
53	Láctea.	10
54		
55	1-5 Flujo de positrones medido por el experimento AMS-02, comparado con los experimentos PAMELA, Fermi-LAT, MASS, CAPIRCE, AMS-01 y HEAT. .	11
56		
57	1-6 Extensión del Modelo Estándar bajo la existencia de la supersimetría (SUSY). .	14
58		
59	1-7 Ilustración esquemática de la conexión entre el sector oscuro y el modelo estándar, los cuales están conectados mediante un término de mezcla dinámica.	20
60		
61	2-1 Diagrama de los experimentos que componen el centro de investigación del CERN	22
62		
63	2-2 Plan de actualización del experimento LHC	24
64		
65	2-3 Detector de solenoide de muón compacto. El detector consta de varias capas, cada una responsable de medir diferentes tipos de partículas.	25
66		
67	2-4 Probabilidad de localización de los muones en condiciones de Run-2 y HL. .	29
68		
69	2-5 Resolución del momento de los muones en condiciones de Run-2 y HL. . .	29
70		
71	2-6 Eficiencia de reconstrucción de los muones en condiciones de Run-2 y HL. .	31
72		
73	2-7 Perfil de diseño básico de la geometría del detector genérico asumido en Delphes	37
74		
75	3-1 Secuencia lógica del análisis del proyecto.	39
76		
77	3-2 Estructura del proyecto de generación de eventos Dark-SUSY	42

71	3-3	Diagrama de flujo de programación del proyecto de generación.	43
72	3-4	Estructura del proyecto interpretador de la información contenida en los ar-	
73		chivos *.root.	45
74	3-5	Estructura de los metadatos con la información filtrada.	46
75	3-6	Diagrama de la estructura general de la red neuronal.	48
76	3-7	Variación del contenido muónico de los eventos antes de pasar por el detector.	50
77	3-8	Variación de las distribuciones de los momentos transversales de los muones .	52
78	3-9	Variación de las propiedades del fotón oscuro con la variación de los paráme-	
79		etros de generación m_{γ_D} , m_{n_D} y τc_{γ_D}	53
80	3-10	Distribuciones de frecuencia de las entradas $f^{(j, k)}$ ante cambios de TcPhoD,	
81		MPhoD y MNeuD.	54
82	3-11	Distribuciones de frecuencia de las entradas $f^{(j, k)}$ ante cambios de MNeuD. .	57
83	3-12	Resultados de la regresión de los valores de frecuencia $f^{(4\mu, k)}$	57
84	3-13	Caracterización global de los momentos transversales de nuestra población	
85		de muones reconstruidos.	60
86	3-14	Grupo total de datos generados para los eventos de interés.	61
87	3-15	61
88	3-16	Diagrama de flujo de programación para el análisis de los eventos con 3 y dos	
89		muones.	62
90	3-17	Ánalisis del porcentaje de reconstrucción de los fotones oscuros.	62

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

93 by

94 Francisco Martínez Sánchez

95 **Abstract**

⁹⁶ Introducción*

⁹⁷ En el núcleo del método científico se encuentra la interacción entre la teoría y el experi-
⁹⁸ miento: la formulación de una hipótesis y la prueba de dicha hipótesis a través de la experi-
⁹⁹ mentación, permitiendo que la física de altas energías se encuentre en una situación peculiar
¹⁰⁰ después del descubrimiento del bosón de Higgs en 2012, el Modelo Estándar de física de
¹⁰¹ partículas se ha completado, pero a pesar de sus muchos éxitos, el Modelo Estándar no puede
¹⁰² dar cuenta de muchos fenómenos que observamos, como la existencia de la materia oscura,
¹⁰³ la asimetría de materia-antimateria o el origen de las masas de neutrinos, entre otros. En las
¹⁰⁴ últimas décadas, se han propuesto muchas nuevas teorías para explicar estos fenómenos, pero
¹⁰⁵ a menudo solo se pueden probar utilizando los datos de los pocos experimentos del Gran Co-
¹⁰⁶ lisionador de Hadrones, ya que nos permiten recrear escenarios que de otra forma no podrían
¹⁰⁷ ser estudiados.

¹⁰⁸ Probar una teoría implica una medición cuidadosa de las colisiones en un subconjunto
¹⁰⁹ particular de la población de datos. Los equipos de análisis deben calcular con precisión
¹¹⁰ cuántos eventos se esperarían de los procesos del Modelo Estándar en ese subconjunto y,
¹¹¹ de manera similar, cuántos eventos cabría esperar de la teoría particular de la nueva física
¹¹² en la que uno está interesado. Con estos cálculos en mano, los analistas pueden mirar los
¹¹³ datos reales observados y realizar un análisis estadístico que indicara si la teoría particular es
¹¹⁴ favorecida por los datos, normalmente dicho análisis se define mediante un complejo análisis
¹¹⁵ basada en software. La mayor parte del trabajo en el desarrollo de un teoría consiste en crear
¹¹⁶ un respaldo en datos que contiene la mayor cantidad de información sobre la teoría estudiada,
¹¹⁷ así como también en hacer los cálculos precisos del Modelo Estándar.

¹¹⁸ La simulación de los distintos procesos físicos en el **LHC** y la respuesta del detector a los
¹¹⁹ mismos es necesaria para poder optimizar y estimar el desempeño de los diferentes análisis.
¹²⁰ Además, permite que las estrategias utilizadas en la identificación de partículas puedan ser
¹²¹ desarrolladas con anterioridad a la toma de datos y las eficiencias de los algoritmos pueden ser
¹²² puestos a prueba. La preparación de las búsquedas de nueva física necesitan una simulación
¹²³ detallada del detector para estimar su potencial de descubrimiento y para desarrollar métodos
¹²⁴ óptimos para medir las propiedades de las partículas.

¹²⁵ Es fundamental un correcto entendimiento de los procesos de señal y de fondo para po-
¹²⁶ der distinguir entre ambos. Una vez que los datos de colisiones reales están disponibles, los
¹²⁷ simulados resultan necesarios para poder encontrar desviaciones del **SM**. La estructura de

128 los eventos de colisiones de altas energías son realmente complejos y no predecibles de pri-
129 meros principios. Los generadores de eventos permiten separar el problema en varios pasos
130 más simples, algunos de los cuales pueden ser descriptos por primeros principios, y otros
131 necesitan ser basados en modelos apropiados con parámetros ajustados a los datos. Un as-
132 pecto central de los generadores es que proveen una descripción del estado final para poder
133 construir cualquier observable y compararlos con los datos de colisiones reales.

“No hay nada que hagan los seres vivos que no pueda entenderse desde el punto de vista de que están hechos de átomos que actúan de acuerdo con las leyes de la física.”

Richard P. Feynman

¹³⁴ Capítulo 1 – Física de Partículas

¹³⁵ Encontrar los fundamentos del funcionamiento de los objetos materiales que componen
¹³⁶ la naturaleza ha sido una de las tareas de las que se ha ocupado la humanidad. Esta línea de
¹³⁷ investigación inicio en la química del siglo XIX con el modelo atómico de Dalton (1803) y
¹³⁸ pasó a ser parte de la física tras el descubrimiento de la radioactividad por Becquerel (1896)
¹³⁹ y del electrón por Thomson (1906).

¹⁴⁰ A inicios del siglo XX el área de Física de Partículas Elementales se forma como campo
¹⁴¹ independiente junto con el establecimiento de la composición del núcleo atómico y con el
¹⁴² advenimiento de los aceleradores. Ésta se establece entonces como la ciencia que estudia los
¹⁴³ componentes elementales de la materia y las interacciones entre ellos. También se la conoce
¹⁴⁴ como Física de Altas Energías debido a la escala del sistema físico sobre el que se teoriza
¹⁴⁵ modelando el comportamiento de la materia.

¹⁴⁶ De forma general, el área de la cosmológica divide la materia en dos grupos: bariónica
¹⁴⁷ y oscura. La Física de Altas Energías describe la materia bariónica según la teoría del Mo-
¹⁴⁸ delo Estándar de Partículas **SM**(Standard Model), sin embargo, falla en la descripción de la
¹⁴⁹ interacción gravitacional, elemento indispensable para estudiar la materia oscura.

¹⁵⁰ 1.1 Modelo Estándar

¹⁵¹ El **SM** es el formalismo teórico-experimental que, hasta el día de hoy, describe con mayor
¹⁵² precisión las partículas elementales y sus interacciones. Los mayores desarrollos que dieron
¹⁵³ forma al **SM** se obtuvieron en la segunda mitad del siglo XX con el desarrollo de la Teoría
¹⁵⁴ Cuántica de Campos: formulación conjunta de la mecánica cuántica y la mecánica relativista,
¹⁵⁵ que es capaz de describir la aniquilación, creación, decaimientos e interacciones de las parti-
¹⁵⁶ culas fundamentales. Los modelos teóricos y observaciones experimentales construyeron una
¹⁵⁷ clasificación de las partículas en base a sus propiedades fundamentales como lo son la masa,
¹⁵⁸ la carga eléctrica, la carga de color y el espín. Dicha clasificación se muestra en la Fig. 1-1.

159 1.1.1 Composición de la materia e interacciones fundamentales

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

165 El **SM** describe la composición de la materia bariónica usando 6 quarks, 6 leptones (fer-
 166 miones) y partículas mediadoras de las interacciones fundamentales conocidas (bosones),
 167 que son los fotones γ (interacción electromagnética), los gluones g (interacción fuerte) y
 168 las partículas W^\pm y Z (fuerza débil). El bosón de Higgs **H** tiene un papel fundamental en
 169 el mecanismo de Higgs el cual dota de la propiedad de masa a las partículas elementales.
 170 Actualmente la interacción gravitacional no está descrita por algún bosón del **SM**.

171 Los quarks Son fermiones que poseen carga eléctrica fraccionada ($-1/3$ o $+2/3$) y carga
 172 de color (**R**, **G** o **B**), por lo que interactúan por medio del fotón γ y del glúon g. El campo de
 173 estudio dedicado a las interacciones entre quarks y gluones se llama Cromodinámica Cuántica
 174 (**QCD**). Sin embargo, los quarks solo se encuentran en estados ligados llamados hadrones,
 175 ya sean báriones formados por tres quarks de diferente color (**qqq**), o mesones formado por

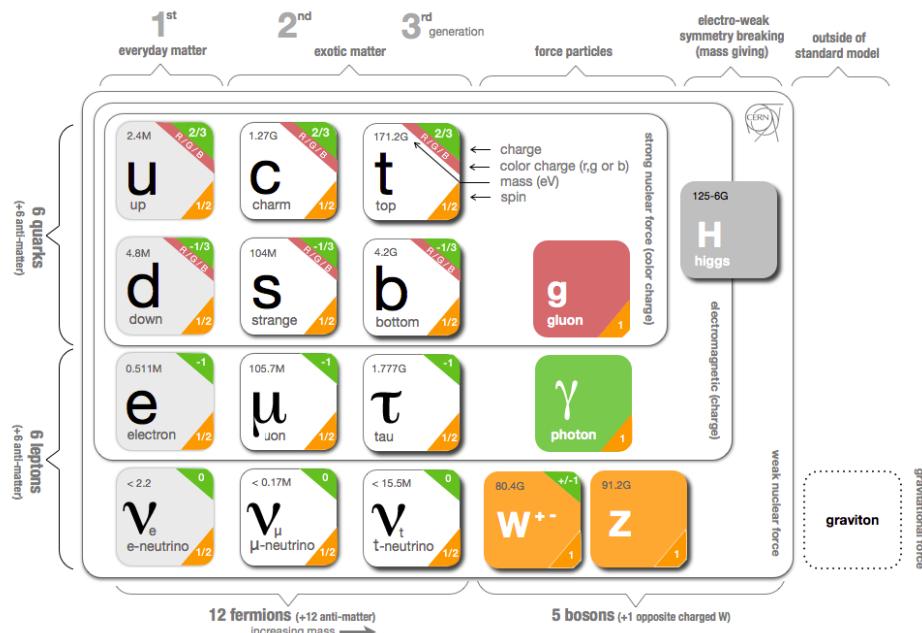


Figura 1-1: Clasificación de las partículas según el modelo estándar de las partículas elementales.

176 un par quark-antiquark¹ ($q\bar{q}$). Dado que los quarks son fermiones, dos quarks del mismo tipo
177 no pueden tener los mismos números cuánticos en el mismo hadrón.

178 En este grupo los quarks poseen carga eléctrica entera o neutra, estas son partículas in-
179 divisibles y por lo tanto elementales. Existen seis tipos como se pueden observar en la Fig.
180 3-6: up u(arriba), down d(abajo), charm c(encanto), strange s(extrañeza), top t(superior) y
181 bottom b(inferior). Algunos ejemplos de bariones son:

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

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

188 Todos los hadrones tienen una respectiva antipartícula conformada por los antiquarks co-
189 rrespondientes.

190 Los leptones forman parte de la familia de los fermiones por lo cual poseen espín semi-
191 entero, además no poseen carga de color y por lo tanto tampoco experimentan la interacción
192 nuclear fuerte. Se han identificado tres “sabores” de partículas: uno de materia ordinaria y
193 dos de materia exótica. Al primero corresponden el electrón e^- y el neutrino ν_e mientras que a
194 la materia exótica corresponden el muón μ^- y el tauón τ^- con sus respectivos neutrinos ν_μ y ν_τ
195 (ver Fig. 1-1).

196 ■ **El electrón** : es una partícula elemental perteneciente a la primera generación de los
197 leptones, representada por el símbolo e^- posee una carga eléctrica elemental negativa.
198 Su antipartícula es denominada positrón idéntica excepto por la carga de signo opuesto.

199 ■ **El muón** : es una partícula elemental masiva perteneciente a la segunda generación
200 de leptones, representada por el símbolo μ^- su masa es 100 veces mayor que la del
electrón. Su correspondiente antipartícula es el antimuón (μ^+).

202 ■ **El tau** : llamada a veces tauón, es una partícula elemental masiva que pertenece a la
203 tercera generación de leptones, representada por el símbolo τ^- , su masa es cerca de
204 3500 veces mayor que la del electrón. Su correspondiente antipartícula es el antitau o
205 antitauón (τ^+).

¹Las antipartículas poseen la misma masa y espín, pero carga eléctrica contraria.

206 ■ **Los neutrinos** : son partículas subatómicas sin carga y de espín 1/2, que estas par-
207 tículas tienen masa muy pequeña, su interacción con las demás partículas es mínima,
208 por lo que pasan a través de la materia ordinaria sin apenas perturbarla. Existen tres
209 tipos de neutrinos asociados a cada una de las familias leptónicas (o sabores): neutrino
210 electrónico (v_e), neutrino muónico (v_μ) y neutrino tauónico (v_τ) más sus respectivas
211 antipartículas.

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

214 **1.1.2 Simetrías y lagrangiano**

215 Las teorías extensamente aceptadas del modelo estándar son referidas como teorías de
216 campo de gauge y son la expresión de la existencia de alguna simetría interna haciendo que
217 el lagrangiano $\mathcal{L}_{\text{gauge}}$ sea invariante bajo la acción de un grupo de Lie, estás son referidas
218 como grupo de transformaciones de gauge. De esta forma, al aplicar una transformación de
219 gauge no se modifica ninguna propiedad física observable.

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

226 La lagrangiana del campo de gauge opera sobre el grupo dado por una simetría de norma
227 $U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)$, donde $U(1)$ actúa sobre B (interacción electromagnética) y φ ,
228 $SU(2)$ actúa sobre W y φ (interacciones débiles), y $SU(3)$ actúa sobre g (interacciones
229 fuertes entre los quarks en el espacio de color), por lo que de forma general todas las simetrías
230 actúan sobre el campo fermiónico ψ . La ruptura espontánea de esta simetría es uno de los
231 ingredientes fundamentales de excitaciones de Goldstone que están asociadas a los términos
232 de masa de los bosones de gauge, este es referido como mecanismo de Higgs.

233 El **SM** consiste entonces en un contenido de materia, los quarks y los leptones en tres fa-
234 milias, con una dinámica dictada por la simetría de norma $U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)$ y con un
235 elemento adicional, el Higgs, responsable de la rotura (parcial) espontánea de $U(1) \otimes SU(2)$,
236 fundamentada bajo la evidencia empírica de los resultados experimentales. El lagrangiano del

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

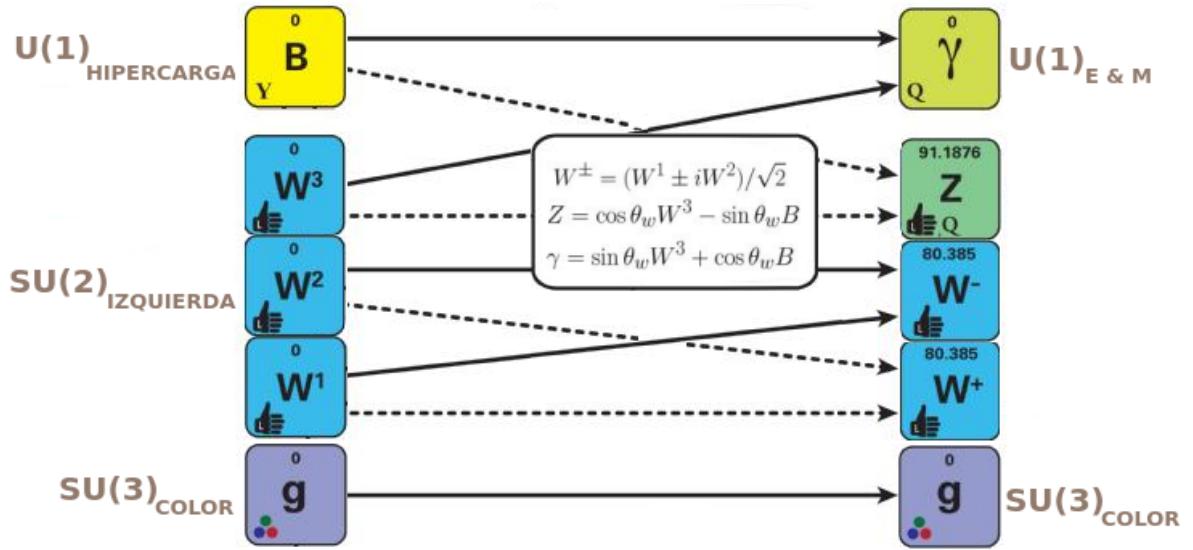


Figura 1-2: Simetrías del modelo estándar.²

²³⁷ modelo estándar que describe estas interacciones es:

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

²³⁸ donde tenemos que:

- ²³⁹ ■ $\mathcal{L}_{\text{gauge}}$: 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].
- ²⁴⁰ ■ $\mathcal{L}_{\text{Fermion}}$: incluye los términos cinéticos para los fermiones, caracteriza la interacción con el gauge de campo debido a sus derivadas covariantes:
- ²⁴¹ ■ $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$: 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.

²Página de origen: https://en.wikipedia.org/wiki/Mathematical_formulation_of_the_Standard_Model

252 ■ $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$: describe el mecanismo de interacción entre un campo escalar y un campo de
253 Dirac mediante una constante de acoplamiento. Su desarrollo se encuentra [Santamaría,
254 1993; Romao y Silva, 2012].

255 ■ $\mathcal{L}_{\text{Ghost}}$: es una condición de fijación del medidor lineal haciendo uso de un campo
256 adicional que se introduce en las teorías cuánticas de campos, de esta manera mantiene
257 la consistencia de la formulación de integral del lagrangiano.

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

262 1.1.3 Insuficiencias del modelo

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

275 1.2 Más allá del modelo estándar con la materia oscura

276 Detrás de la materia oscura y la energía oscura, el término oscuro hace referencia al des-
277 conocimiento sobre cualquiera de las dos, específicamente del tipo de partículas que las com-
278 ponen. Solo sabemos que no están compuestas de hadrones y leptones. Además, ni la materia
279 oscura ni la energía oscura sienten las fuerzas eléctricas y magnéticas y por tanto no interac-
280 túan con la luz, no la emiten ni la absorben. Son inmunes a las ondas electromagnéticas en
281 todas las frecuencias, desde el radio, pasando por la luz visible hasta los rayos gamma, de

282 forma rigurosa el calificativo oscuras no aplica, son transparentes, su existencia es supuesta
283 por porque la gravitación es universal y todo lo que tenga masa-energía crea gravedad.

284 **1.2.1 Evidencias observacionales**

285 En la primera mitad del siglo pasado Paul Zwicky había estado observando agrupaciones
286 de galaxias ligadas por atracción gravitatoria, siendo el primero en utilizar el Teorema de
287 virial. Del estudio de las velocidades radiales de ocho galaxias en el cúmulo Coma, Zwicky
288 encontró una dispersión de velocidad inesperadamente grande $\sigma_{cz} = (1019 \pm 360) \text{ km s}^{-1}$
289 (recalculado en la actualidad por valor moderno $\sigma_{cz} = 1082 \text{ km s}^{-1}$ obtenido por Colless
290 y Dunn [1996]). Zwicky concluyó de estas observaciones que la densidad media del gru-
291 po Coma tendría que ser ~ 400 (valor moderno recalculado de ~ 50) veces mayor que la
292 derivada de la materia luminosa (se sobreestimó la relación masa-luz del grupo Coma por
293 asumir un parámetro de Hubble de $H_o = 558 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ cuando su valor moderno de
294 $H_o = 67.15 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$), como conclusión de sus observaciones el mismo postula:

295 *“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]

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

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

307 Dadas sus características los lentes gravitacionales son un importante herramienta para de-
308 tectar la materia oscura, resultado de la comparación de los resultados experimentales con los

⁴Página de origen: <https://alquimiayciencias.blogspot.com/>

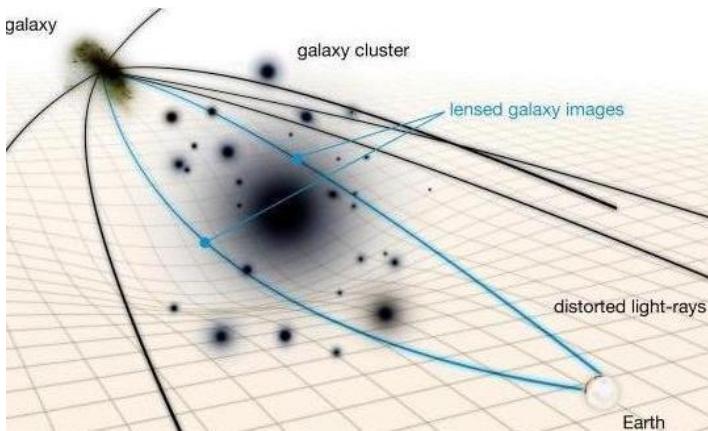


Figura 1-3: Diagrama de cúmulo de galaxias que actúa como lente gravitatoria para una galaxia muy distante.⁴

³⁰⁹ resultados de la relatividad general que predice la dinámica dependiente de la masa visible.

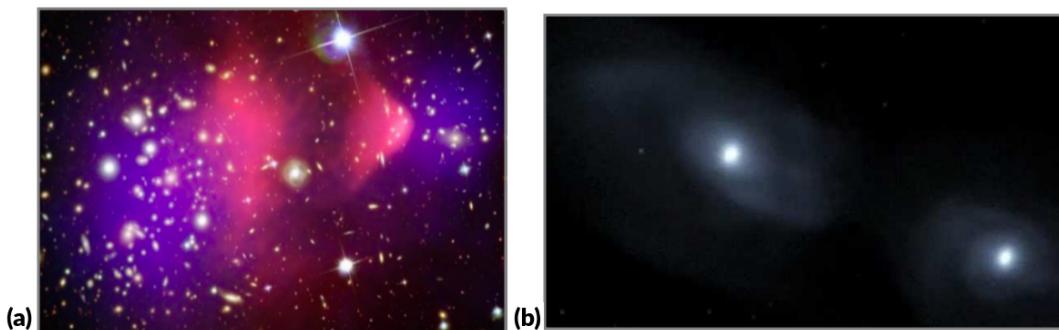


Figura 1-4: (a) Coalisión de dos cúmulos de galaxias 1E 0657-56 conocida como cúmulo bala., (b) Simulación por computadora de la futura colisión prevista de las dos galaxias más grandes del Grupo Local, Andrómeda (M31) y la Vía Láctea.⁶

³¹⁰ Resultado de las observaciones realizadas por el Chandra de rayos X de la NASA y el Te-
³¹¹ lescopio Espacial Hubble al estudiar el grupo MACSJ0025.4-1222, se realizó el seguimiento
³¹² de la colisión de dos cúmulos de galaxias (ver Fig. 1-4a), en este se detecta como la tem-
³¹³ peratura de la materia bariónica aumenta y esta se emiten rayos X . Siendo las áreas azules
³¹⁴ de la Fig. 1-4 un mapa reconstruido de la materia oscura hecha mediante el uso de lentes
³¹⁵ gravitacionales, la materia bariónica se muestra en rosa mostrándose separada de la mayoría
³¹⁶ de la materia que comprende los grupos que se muestran en azul [Marsh, 2019].

³¹⁷ En las investigaciones del proceso evolutivo del universo se hace necesario tener en cuenta

⁶Página de origen: (a) 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>

318 la presencia de la materia oscura que frena la aceleración de la expansión y la energía oscura
 319 que lo acelera. Se hace necesario para los modelos cosmológicos del Big Bang considerar la
 320 presencia de los elementos oscuros para que exista correspondencia con las medidas de los
 321 parámetros asociados con la métrica **FLRW** (Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker) de la
 322 relatividad general.

323 Entre sus observaciones de los experimentos más recientes (ver Anexo A) se ha reportado
 324 un flujo de positrones anómalo que tiene una posible explicación en el proceso de aniquila-
 325 ción de partículas de materia oscura, donde se libera energía en forma de positrones. Dicho
 326 flujo anómalo puede observarse a partir de los 25 GeV en la Figura 1-5 donde también se
 327 presenta una comparación con otros experimentos que observan similar comportamiento.

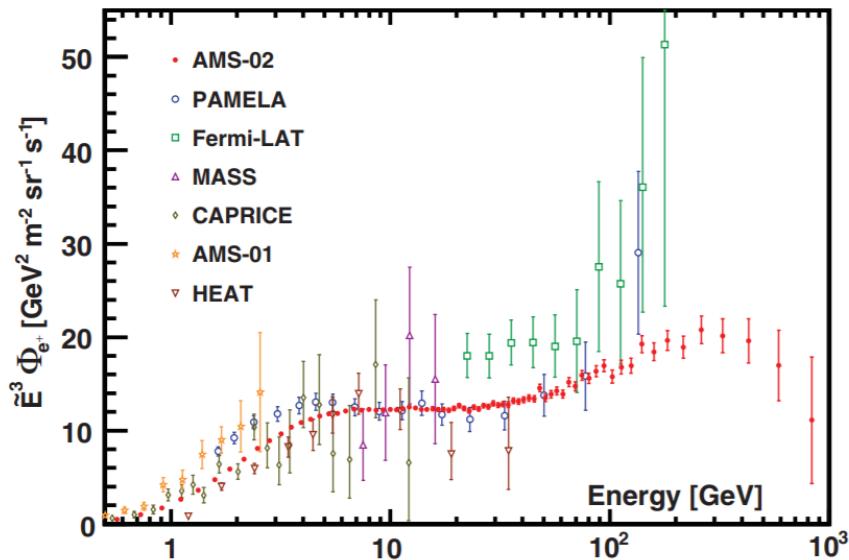


Figura 1-5: Flujo de positrones medido por el experimento AMS-02, comparado con los experimentos PAMELA, Fermi-LAT, MASS, CAPIRCE, AMS-01 y HEAT.

328 Estas observaciones cosmológicas han motivado a los físicos teóricos de altas energías a
 329 postular nuevos modelos en los cuales la composición de la materia oscura se pueda entender
 330 por medio de nuevas partículas elementales no descritas en el modelo estándar y que sin
 331 embargo podrían estar siendo producidas en los aceleradores de partículas modernos como el
 332 Gran Colisionador de Hadrones en Ginebra, Suiza. Los modelos propuestos se encuentran en
 333 la categoría que se conoce como extensiones al modelo estándar y por lo general involucran
 334 la existencia de nuevas partículas cuyas fuerzas e interacciones están descritas por alguna
 335 variación de la teoría cuántica de campo, lo que sugiere que sus mecanismos de producción

336 y propiedades pueden ser estudiados por el formalismo de la física de partículas y la parte
337 experimental por medio de los detectores de partículas con métodos de recolección de datos,
338 selección de eventos y técnicas estadísticas para el análisis y extracción de posibles señales.

339 1.2.2 Composición de la materia oscura

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

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

- 351 ■ **Materia oscura caliente:** aquellas que se mueven ultrarrelativistamente. Estas hacen
352 referencia a una determinada partícula χ de masa m_χ con una velocidad relativista al
353 momento de desacoplarse del plasma primigenio, por lo tanto, su temperatura cumple
354 con la condición $T_\chi \gg m_\chi$.
- 355 ■ **Materia oscura fría :** aquella que no se mueven relativistamente al momento de des-
356 acoplarse ($v_\chi \sim 0$), por lo cual $T_\chi \ll m_\chi$.
- 357 ■ **Materia oscura templada o tibia :** aquella que se mueven relativistamente, ella posee
358 características intermedias entre las frías y calientes, o sea, con dispersión de veloci-
359 des al momento de desacoplarse mayores a las de la materia oscura fría pero menores
360 a las de la materia oscura caliente.

361 Algunos de los candidatos a materia oscura más populares en el área de la física de parti-
362 culas son:

- 363 ■ **Axiones:** Esta partícula es el bosón pseudo-Goldstone que resulta del rompimiento
364 espontáneo de la simetría Peccei-Quinn. Esta simetría se postula en 1977 en las exten-
365 siones del modelo estándar para resolver el problema de la violación carga-paridad **CP**⁷

⁷Se 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.

366 de la interacción fuerte en **QCD**. Las observaciones cosmológicas y las mediciones en
367 los aceleradores de partículas acotan la masa del axión a valores de $\lesssim 10^{-2}$ eV por lo
368 que cae en la categoría de materia oscura fría. Una de las características de los axiones
369 es que dado que tiene interacciones extremadamente débiles con otras partículas, éstas
370 podrían no estar en equilibrio térmico en el Universo temprano.

- 371 ■ **SUSY(SUperSYmmetry)**: postula la existencia de una partícula, compañero supersi-
372 métrico de las partículas del **SM** pero con espín diferente. Esta se presenta como una
373 simetría de tipo espacio-temporal. Una extensión supersimétrica del **SM** resuelve los
374 principales problemas de jerarquía dentro de la teoría.
- 375 ■ **WIMPs(Weakly Interacting Massive Particles)** : son partículas que se desacoplan
376 siendo no relativistas cuando el Universo tenía una temperatura de $\simeq 1 \text{ GeV}$, por lo
377 que caen en la clasificación de materia oscura fría. Las masas de los **WIMPs** abarcan
378 un intervalo de $10 \text{ GeV} - 1 \text{ TeV}$. Como su nombre lo indica, es un partícula que
379 interactúa débilmente y gravitacionalmente con el resto de las especies del modelo
380 estándar.

381 Entre los candidatos se encuentran:

- 382 • **LSP(Lightest Supersymmetric Particle)**: es el nombre genérico dado a la más li-
383 gera de las partículas hipotéticas adicionales que se encuentran en los modelos
384 supersimétricos. En modelos con conservación de paridad R⁸, el **LSP** es esta-
385 ble; en otras palabras, el **LSP** no puede descomponerse en ninguna partícula del
386 **SM** ya que poseen paridad R opuesta. Algunos ejemplos más conocidos son el
387 sneutrino ligero, el neutralino ligero y el gravitonio.
- 388 • **LKP (Lightest Kaluza-Klein Particle)** : son las partículas hipotéticas que cum-
389 plen con la teoría de Kaluza-Klein (teoría **KK**) unificadora de la gravedad y
390 electromagnetismo construida alrededor de la idea de una quinta dimensión más
391 allá de los cuatro habituales del espacio y el tiempo, siendo considerada precursor
392 de la teoría de cuerdas. Algunos de sus candidatos ligeros son el fotón **KK** y el
393 neutrino **KK**, con masas en la escala **TeV** (para mas información, ver referencia
394 Servant y Tait [2003]).
- 395 ■ **SIMPs (Strongly Interacting Massive Particles)** : se supone que los piones oscuros
396 interactúan mucho más fuertemente entre sí, se sugiere que en el universo primitivo los

⁸Más información en: https://es.wikipedia.org/wiki/Paridad_R

397 piones oscuros habrían chocado entre sí, reduciendo la cantidad de materia oscura, pero
 398 a medida que el universo se expande, las partículas colisionarían cada vez con menos
 399 frecuencia, hasta ahora, cuando se extienden de manera tan delgada que casi nunca
 400 se encuentran. En la nueva hipótesis, los piones de materia oscura están formados por
 401 quark de materia oscura que se mantienen unidos por gluones de materia oscura. (Los
 402 quarks ordinarios están unidos por gluones normales), en esta propuesta el gluón oscuro
 403 tendría masa.

404 En la física de partículas, las partículas supersimetrías son los candidatos más populares
 405 para la física de partículas no descubiertas, estás solucionarían de forma elegante muchos
 406 problemas actuales en física de partículas de confirmarme ser correcta. Esta simetría hipoté-
 407 tica relacionaría las propiedades de los bosones y los fermiones, pero a pesar de todavía estar
 408 por ser verificada experimentalmente, es parte fundamental de muchos modelos teóricos, in-
 cluyendo la teoría de supercuerdas.

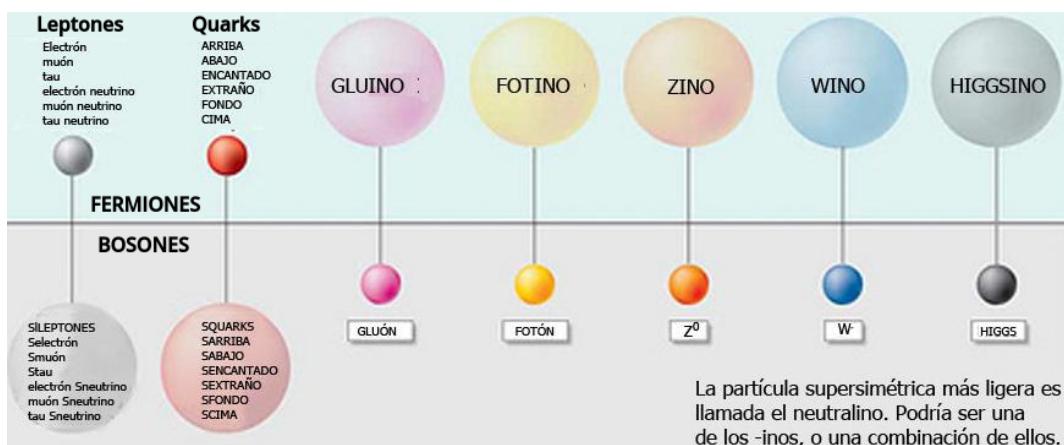


Figura 1-6: Extensión del Modelo Estándar bajo la existencia de la supersimetría (**SUSY**).

409
 410 De forma general el **SM** se construye a partir de simetrías muy fundamentales que dan
 411 lugar a leyes de conservación, en el caso de **SUSY**, esta incluye todas las simetrías que ya
 412 contiene el **SM** y añade otra más que involucra al espín. Esta teoría postula que a cada partícu-
 413 la del **SM** le corresponde un compañero supersimétrico que tiene el espín contrario, haciendo
 414 que por cada fermión, **SUSY** añade un bosón y por cada bosón se añade un fermión. Por tan-
 415 to, el número de partículas predicha es el doble que en el Modelo Estándar, como se visualiza
 416 en la Figura 1-6. Los generadores **Q** actúan como:

$$Q|Fermion\rangle = |Boson\rangle \quad y \quad Q|Boson\rangle = |Fermion\rangle \quad (1-2)$$

417 Se teoriza que **SUSY** puede dar solución al problema de la materia oscura mediante su
418 teorizada relación con la materia del **SM**, en la mayoría de modelos de supersimetría, la
419 partícula supersimétrica más ligera o **LSP** es necesariamente neutra y estable. Sin embar-
420 go, debido a que dichas compañeras supersimétricas aún no han podido ser creadas en el
421 laboratorio, sus masas deben ser mucho mayores que las de las partículas originales, impli-
422 cando que la supersimetría, de ser cierta, está rota por algún mecanismo, la especificación
423 de dicho mecanismo da lugar al Modelo Mínimo Estándar Supersimétrico **MSSM**(Minimal
424 Supersymmetric Standard Model), que intenta explicar el problema de la materia oscura del
425 universo.

426 1.2.3 Extensión del Modelo Estándar con Supersimetría

427 En el año 1973 por Julius Wess y Bruno Zumino presentan un modelo en la física de
428 partículas el cual es conocido con el nombre de Modelo de Wess-Zumino, este es un modelo
429 mínimo supersimétrico con solo un fermión y su súper compañero bosón. A pesar de que el
430 modelo de Wess-Zumino no representa un modelo físico real, sirvió para fundamentar ciertos
431 aspectos de los modelos físicos supersimétricos teorizados.

432 El primer modelo supersimétrico compatible con el modelo estándar de la física de par-
433 tículas es el Modelo Mínimo Estándar Supersimétrico **MSSM**, este fue enunciado en el año
434 1981 por Howard Georgi y Savas Dimopoulos. Este postulaba la existencia de partículas su-
435 persimétricas en la región entre $100 - 10^3 \text{ GeV}$, prediciendo su aparición en los experimentos
436 de colisiones de partículas aceleradas.

437 El **MSSM** no es la única opción posible para la supersimetría más allá del **SM**, existen
438 extensiones supersimétricas no mínimas del Modelo Estándar, pero si es la más popular da-
439 da su simplicidad, esta introduce el higgsino, thewino, el zino, junto con todos los squarks
440 y sleptons (ver Fig. 1-6). La única forma inequívoca de reclamar el descubrimiento de la
441 supersimetría es producir superpartículas en el laboratorio. Debido a que se espera que las
442 superpartículas sean de 100 a 1000 veces más pesadas que el protón, se requiere una gran
443 cantidad de energía para hacer estas partículas que solo se pueden lograr en los aceleradores
444 de partículas.

445 El **MSSM** impone la paridad R para explicar la estabilidad del protón agregando una rup-
446 tura de supersimetría al introducir operadores explícitos en el Lagrangiano que se le comunica
447 mediante una dinámica desconocida, significando la presencia de 120 parámetros nuevos en
448 el **MSSM**.

449 **Lagrangiano del modelo MSSM.**

450 Desde el punto de vista experimental, ninguna de las compañeras supersimétricas de las
451 partículas del **SM** han sido observadas hasta el momento. Si una teoría es invariante bajo
452 transformaciones supersimétricas, las partículas y sus correspondientes supercompañeras de-
453 ben tener masas idénticas. Aunque no se conoce el mecanismo de ruptura de **SUSY**, este debe
454 ser implementado de forma de que pueda proveer la solución al problema de jerarquía incluso
455 en presencia del rompimiento de esta. Para ello, las relaciones entre los acoplamientos adi-
456 mensionales de la teoría antes del rompimiento deben mantenerse. El lagrangiano efectivo
457 del **MSSM** tiene la forma:

$$\mathcal{L}_{\text{MSSM}} = \mathcal{L}_{\text{SUSY}} + \mathcal{L}_{\text{soft}} \quad (1-3)$$

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

$$W_{\text{MSSM}} = Q_L Y_U H_2 U_R + Q_L Y_D H_1 D_R + L_L Y_E H_1 E_R + \mu H_2 H_1 \quad (1-4)$$

461 la definición de sus términos se encuentra en la referencia Kuroda [2005]. El lagrangiano
462 que rompe **SUSY**, $\mathcal{L}_{\text{soft}}$, no está completamente determinado y su forma explícita así co-
463 mo el conjunto de parámetros involucrados dependen del mecanismo particular de ruptura de
464 **SUSY** implementado, siempre manteniéndose invariante frente $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.
465 Los términos **soft** proveen exitosamente de las masas de las partículas supersimétricas, a fin
466 de que sean más pesadas que sus correspondientes compañeras del **SM**, y la ruptura espon-
467 tánea de la simetría electrodébil requerida a bajas energías es necesaria para explicar la masa
468 de las partículas.

469 En un tratamiento fenomenológico completo todos los parámetros del **MSSM** deberían
470 dejarse libres y determinarse a partir de los datos observados, y luego de que los parámetros
471 hayan sido medidos, se podría intentar extraer información de la física subyacente que está
472 asociada con escalas de energía mayores a la de los experimentos. Sin embargo, realizar
473 predicciones y análisis fenomenológicos con esta cantidad de parámetros es impracticable,
474 por lo cual es necesario realizar suposiciones para reducir los grados de libertad. Es debido a
475 este motivo que no existe una definición precisa del **MSSM** y es importante conocer cuales
476 son las suposiciones que se han hecho cuando se realiza un determinado análisis.

477 Hay varios problemas con el **MSSM**, la mayoría de ellos cayendo en la comprensión de
478 los parámetros que lo componen. El parámetro de masa de Higgsino μ aparece como un

479 término en el superpotencial de la ec. 1-4, este debe tener muchos órdenes de magnitud más
480 pequeños que el de la escala de Planck, esta cuestión es llamado problema μ . Además, los
481 términos de ruptura de la supersimetría también deben ser del mismo orden de magnitud que
482 la escala de electrodébil. Hasta el momento ninguna violación de **CP** fuera del **SM** ha sido
483 predicha, los términos adicionales en el lagrangiano del **MSSM** deben ser invariantes de **CP**,
484 por lo que sus fases de violación de **CP** son pequeñas.

485 **Más allá del modelo MSSM.**

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

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

499 Debido a que no se ha observado ninguna de las partículas supersimétricas predichas, si
500 existe **SUSY**, debe estar rota, y para mantener la solución al problema de jerarquía incluso
501 en presencia del rompimiento de ésta, el rompimiento debe ser suave, incluyendo términos
502 soft al lagrangiano, para el caso de **NMSSM** el rompimiento de **SUSY** es introducido ex-
503 plícitamente. El rompimiento de una simetría global siempre implica un modo no masivo de
504 Nambu-Goldstone con los mismos números cuánticos que el generador de la simetría rota.
505 El rompimiento espontáneo de **SUSY** tiene que ocurrir en un “sector oscuro” de partícu-
506 las que no tienen acoplamientos directos con los supermultipletes quirales (“sector visible”)
507 del **NMSSM**, sin embargo, estos dos sectores comparten algunas interacciones que son las
508 responsables de mediar el rompimiento de la supersimetría desde el sector oculto al visible.

509 En modelo **SUSY** oscuro o **Dark-SUSY** se hace supuesta como origen de la ruptura es-
510 pontánea **U(1)** (una simetría global de Peccei–Quinn) el acoplamiento débil de unos fotones
511 oscuros γ_D a sus homólogos del **SM** a través de un término de mezcla cinética descrito con

512 el término del lagrangiano:

$$L_{KM} \sim \frac{\epsilon}{2} F_{\mu\nu}^\gamma F^{\mu\nu} \quad (1-5)$$

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

520 Con el desarrollo de un modelo estándar supersimétrico próximo al mínimo (**NMSSM**) y
 521 los modelos de supersimetría **SUSY** en un sector oscuro (**Dark-SUSY**) es posible teorizar un
 522 conjunto de criterios de búsqueda destinados a minimizar los eventos de fondo sin dejar de
 523 ser independientes de los modelos utilizados. Suponiendo que γ_D solo puede descomponerse
 524 en partículas **SM**, muchas líneas de investigación realizan exploraciones para los posibles
 525 decaimientos $h \rightarrow 2n_1$, donde se incluye 4μ [Collaboration, 2016c, 2013], 4τ , 4ℓ [Colla-
 526 boration, 2018c; collaboration, 2016], $4\ell/4\pi$ [Collaboration, 2018d], $4\ell/8\ell$ [Collaboration,
 527 2016a], $4b$ [Collaboration, 2018b, 2016b], 4γ [Collaboration, 2014], $2b/2\tau$ [Collaboration,
 528 2018a], $2\mu 2\tau$ [Collaboration, 2015] y $6q$ [Collaboration, 2016d] como posibles estados fi-
 529 nales, siendo estos análisis contribuciones a un cuerpo existente de trabajo experimental en la
 530 búsqueda de nuevos bosones.

531 Además, ancho parcial de estos decaimientos pueden ser teorizados, para el caso de des-
 532 composición del fotón oscuro en leptones **SM** se tiene una expresión dado por:

$$\Gamma_{\gamma_D \rightarrow l\bar{l}} = \frac{1}{3} \alpha \epsilon^2 m_{\gamma_D} \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{m_{\gamma_D}^2}} \left(1 + \frac{2m_l^2}{m_{\gamma_D}^2} \right) \quad (1-6)$$

533 donde m_l es la masa del lepton y los diferentes modos de descomposición comienzan desde
 534 $m_{\gamma_D} > 2m_l$. Además, el fotón oscuro se descompondrá en hadrones del **SM** para masas
 535 $m_{\gamma_D} > 2m_\pi$, con ancho parcial dado por:

$$\Gamma_{\gamma_D \rightarrow \text{hadrones}} = \frac{1}{3} \alpha \epsilon^2 m_{\gamma_D} \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{m_{\gamma_D}^2}} \left(1 + \frac{2m_\mu^2}{m_{\gamma_D}^2} \right) R(s = m_{\gamma_D}^2) \quad (1-7)$$

536 donde $R = \sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}} / \sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$. Según las ecs. (1-6) y (1-7), las dependencias del
 537 ancho parcial de ϵ y m_{γ_D} pueden factorizarse como $(\Gamma_{\gamma_D}/\epsilon^2)^{-1} = f(m_{\gamma_D})$, donde $f(m_{\gamma_D})$ es

538 solo dependiente de la masa del fotón oscuro. Los anchos parciales para los diferentes modos
 539 de decaimiento del fotón oscuro y su ancho total (todos divididos por ϵ^2 para demostrar solo la
 540 dependencia de los anchos con m_{γ_D}) se muestran en la Tab. 1-1 . La relación de ramificación
 541 para la descomposición del fotón oscuro a un par de muones $B_{\gamma_D \rightarrow \mu\mu} = \Gamma_{\gamma_D \rightarrow \mu\mu} / \Gamma_{\gamma_D Total}$ no
 542 depende de ϵ , y se muestra como función de m_{γ_D} .

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

$m_{\gamma_D} [GeV/c^2]$	0.25	0.275	0.3	0.4	0.7	1	1.5	2	8.5
$\Gamma_{\gamma_D Total/\epsilon^2} [MeV]$	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

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

$$\tau_{\gamma_D} = \frac{1}{\Gamma_{\gamma_D Total}} = \frac{1}{\Gamma_{\gamma_D \rightarrow e^+ e^-} + \Gamma_{\gamma_D \rightarrow \mu^+ \mu^-} + \Gamma_{\gamma_D \rightarrow hadrons}} \quad (1-8)$$

545 El tiempo de vida está directamente relacionada con el parámetro ϵ y la masa del fotón oscuro
 546 se obtiene:

$$\tau_{\gamma_D}(\epsilon, m_{\gamma_D}) = \frac{f(m_{\gamma_D})}{\epsilon^2} \quad (1-9)$$

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

551 En el caso particular que el bosón ligero n_1 que posteriormente se descompone en un
 552 par de muones con carga opuesta; esto es equivalente a $\mathcal{B}(n_1 \rightarrow 2\mu)$, con la inclusión de
 553 los modelos oscuros de **SUSY** que teorizan la ruptura de una nueva simetría $U(1)_D$ dando
 554 lugar el fotón oscuro masivo γ_D , el cual es dependiente de su masa m_{γ_D} y el parámetro
 555 de mezcla cinética, este proceso se muestra como una posible exploración de gran interés
 556 científico. En este caso en particular la partícula γ_D teóricamente no se limita su estudio a
 557 un tiempo de vida corto, se espera que la misma se mantenga estable cierta distancia antes
 558 de la descomposición, por lo que es importante acomodar la posibilidad de fotones oscuros
 559 de larga duración en las búsquedas requeridas. El diagrama de Feynman **Dark-SUSY** del
 560 proceso vía $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow 2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$ se muestra en la Fig. 1-7. Este modelo de

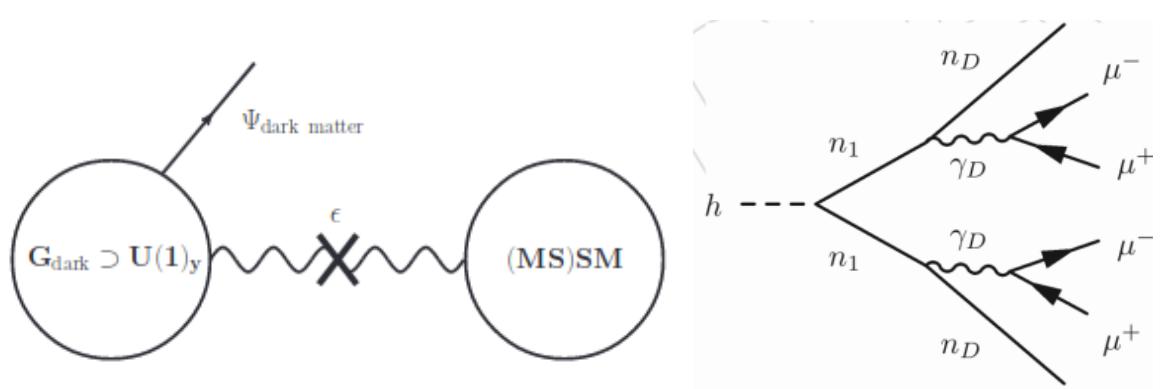


Figura 1-7: Ilustración esquemática de la conexión entre el sector oscuro y el modelo estándar, los cuales están conectados mediante un término de mezcla dinámica.

561 referencia es solo un escenario posible, y se elige como una representación única de un rango
562 muy amplio de espacio de parámetros disponibles.

“ La discrepancia entre lo que se esperaba y lo que se ha observado ha aumentado a lo largo de los años, y nos estamos esforzando cada vez más por llenar el vacío ”

Jeremiah P. Ostriker

563 Capítulo 2 – Experimento y Simulación

564 En este capítulo se realizará una descripción de todos los métodos experimentales y compu-
565 tacionales necesarios para el cumplimiento de los objetivos, estos serán descritos para su
566 mejor comprensión en el proceso de simulación, caracterización y análisis de resultados.
567 Además se resumirán los resultados que servirán de antecedentes para la investigación.

568 2.1 Física de Altas Energías

569 La Organización Europea para la Investigación Nuclear **CERN**(Conseil Européen pour
570 la Recherche Nucléaire) es una organización de investigación europea que opera el laborato-
571 rio de física de partículas más grande del mundo, está situado en Suiza cerca a la frontera con
572 Francia, entre la comuna de Saint-Genis-Pouilly y la comuna de Meyrin. La función princi-
573 pal del **CERN** es proporcionar los aceleradores de partículas y otra infraestructura necesaria
574 para la investigación de física de alta energía; como resultado, se han construido numerosos
575 experimentos en el **CERN** a través de colaboraciones internacionales. El sitio principal de
576 Meyrin alberga una gran instalación informática, que se utiliza principalmente para alma-
577 cenan y analizar datos de experimentos, así como para simular eventos. Los investigadores
578 necesitan acceso remoto a estas instalaciones, por lo que el laboratorio ha sido históricamen-
579 te un importante centro de red de área amplia. En la Fig. 2-1a se muestra un diagrama de las
580 instalaciones y los proyectos en los que está dividido.

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

- 587 ■ **ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)** : Investiga una amplia gama de física, desde la
588 búsqueda del bosón de Higgs hasta dimensiones adicionales y partículas que podrían

589 formar materia oscura. Aunque tiene los mismos objetivos científicos que el experimento **CMS**, utiliza diferentes soluciones técnicas y un diseño de sistema magnético
 590 diferente. Página del proyecto : <https://atlas.cern>
 591

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

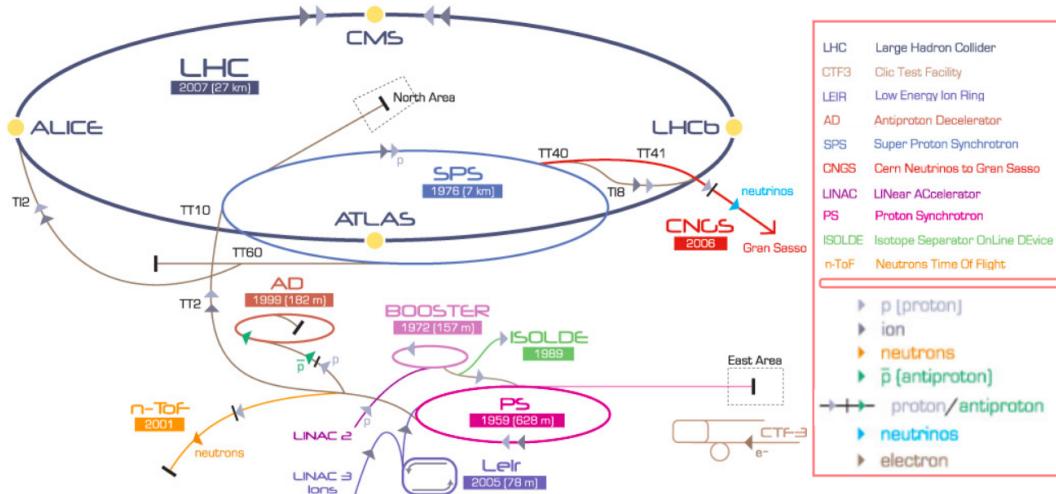


Figura 2-1: Diagrama de los experimentos que componen el centro de investigación del CERN.²

605 Uno de los experimentos considerado por sus resultados de los mas importantes es el
 606 **CMS**, el cual es uno de los detectores multi-usos del **CERN** como se puedo constatar ante-
 607 riormente, dicho detector tiene la capacidad de cubrir un amplio rango de procesos físicos,

²Página de origen: <https://theconversation.com/goodbye-for-a-while-to-the-large-hadron-collider-12238>

608 siendo este junto con el experimento **ATLAS** los que reportaron la observación de la partícu-
609 la de Higgs en el 2012. El mismo es uno de los recursos principales para las investigaciones
610 relacionadas con la exploración de la materia oscura.

611 El experimento **LHC** está continuamente en proceso de actualización con el objetivo de
612 proporcionar mediciones más precisas de nuevas partículas y permitiendo observar raros pro-
613 cesos teorizados y de esta intentar aumentar nuestros conocimientos de la materia oscura.
614 Esto se debe a que el número de eventos de un dado proceso producidos en un colisionador
615 está dado por:

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

616 donde σ es la sección eficaz del proceso físico y L es la luminosidad integrada del acelerador.

617 La luminosidad instantánea es uno de los parámetros más importantes para caracterizar
618 el funcionamiento del acelerador, definida como el número de partículas (protones o iones
619 pesados en el caso del **LHC**) por unidad de tiempo y unidad de área, y puede calcularse
620 mediante la relación:

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

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

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

624 donde ϵ_n es la emitancia transversal normalizada (la dispersión transversal media de las par-
625 tículas del haz en el espacio de coordenadas e impulsos), β^* es la función de amplitud en el
626 punto de interacción, relacionada al poder de focalización de los cuadrupolos), γ es el factor
627 relativista de Lorentz y F es un factor de reducción geométrico, debido al ángulo de cruce de
628 los haces en el punto de interacción.

629 2.1.1 Actualizando HLC

630 El programa de línea de base del **LHC** tenía el objetivo de producir los primeros resultados
631 en la carrera 2010-2012 con el objetivo de una luminosidad integrada de al menos $1 \text{ fb}^{-1} =$
632 40 m^2 para fines de 2011 y gracias a un rendimiento mejor de lo previsto se obtuvo más de
633 25 fb^{-1} en colisión de pp a finales de 2012, más allá de cualquier expectativa. Después se
634 alcanzó la energía de $13 - 14 \text{ TeV}$ de centro de masa de energía en 2015.

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

642 *“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]

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

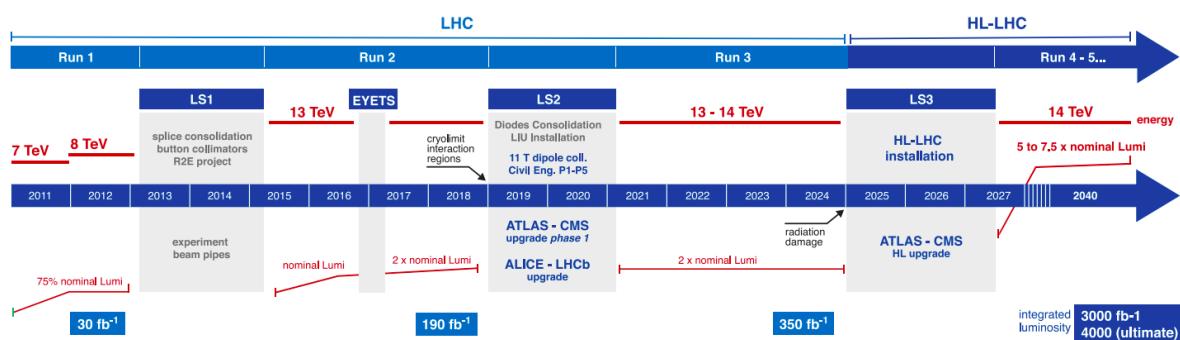


Figura 2-2: Plan de actualización del experimento **LHC**.³

650 Con la actualización del **LHC** se espera aumentar los conocimiento más allá del Mode-
 651 lo Estándar y su bosón de Higgs, siendo sus apuestas a la misteriosa materia oscura, con la
 652 teoría de la supersimetría. Pero para lograr actualizar una maquinaria tan compleja a tan gran
 653 escala se planifica una década en completarse. El proceso depende de una serie de tecnologías

³Página de origen: <https://hilumilhc.web.cern.ch/content/hl-lhc-project>

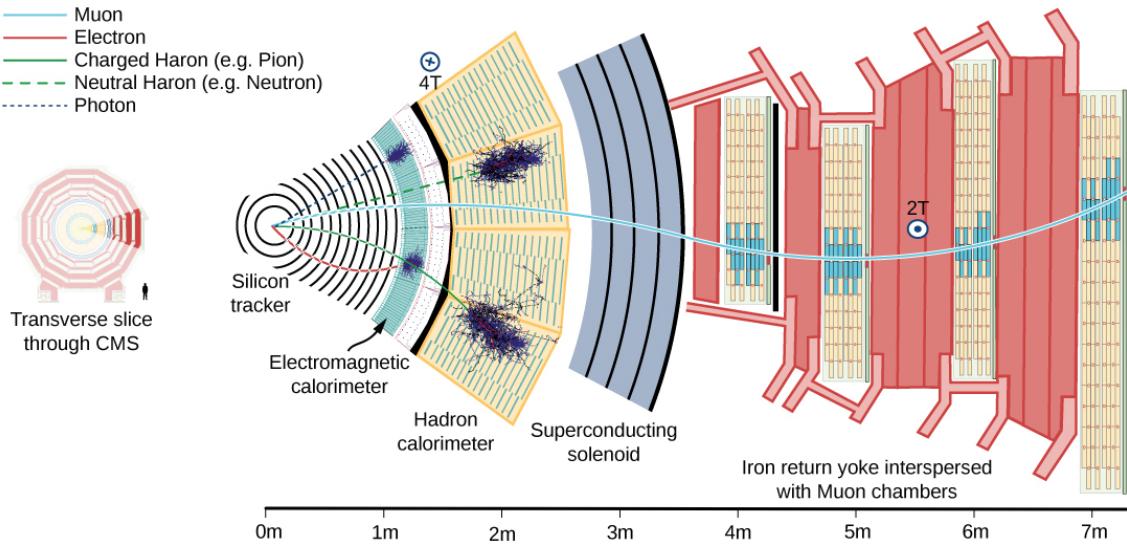


Figura 2-3: Detector de solenoide de muón compacto. El detector consta de varias capas, cada una responsable de medir diferentes tipos de partículas.⁵

654 innovadoras que el proyecto **HL-LHC** está explorando. Esta extraordinaria empresa técnica
 655 dependerá de una combinación de imanes superconductores de vanguardia, cavidades de ra-
 656 diofrecuencia superconductoras compactas y ultraprecisas para la rotación del haz, así como
 657 enlaces superconductores de alta potencia de 100 m de largo con disipación de energía cero.
 658 Además, las altas luminosidades generarán nuevas demandas de vacío, criogenia y protección
 659 de la máquina, y requerirán nuevos conceptos para la colimación y el diagnóstico, modelado
 660 avanzado para el haz intenso y nuevos esquemas de cruce del haz para maximizar la salida
 661 física de las colisiones.

662 2.2 Experimento CMS

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

671 El CMS es un detector de propósito general, capaz de estudiar múltiples aspectos de las
672 colisiones de protones hasta 14 **TeV**. También contiene sistemas para medir la energía y la
673 cantidad de movimiento de fotones, electrones, muones y otras partículas producto de las
674 colisiones. La capa detectora se pueden dividir en:

675 ■ **El rastreador de Silicio (The Silicon tracker)** : para calcular el momento de una
676 partícula es rastrear su camino a través de un campo magnético; cuanto más curvaba
677 el camino, menos impulso tenía la partícula. El rastreador **CMS** registra los caminos
678 tomados por las partículas cargadas al encontrar sus posiciones en varios puntos clave.
679 De esta forma se reconstruyen los caminos de muones de alta energía, electrones y
680 hadrones (partículas formadas por quarks), así como ver las huellas que provienen de
681 la descomposición de partículas de vida muy corta.

682 El rastreador **CMS** está hecho completamente de silicio: los píxeles, en el núcleo mis-
683 mo del detector y que se ocupan de la mayor intensidad de partículas, y los detectores
684 de microstrip de silicio que lo rodean. A medida que las partículas viajan a través del
685 rastreador, los píxeles y las microstrips producen pequeñas señales eléctricas que se
686 amplifican y detectan. El rastreador emplea sensores que cubren un área del tamaño de
687 una cancha de tenis, con 75 millones de canales de lectura electrónica separados: en el
688 detector de píxeles hay unas 6,000 conexiones por centímetro cuadrado.

689 **Actualización de Alta Luminosidad:**

690 La actualización esperada de **HL-LHC** aumentará el número de interacciones hasta
691 el punto en que la ocupación excesiva reduciría significativamente la efectividad de
692 la búsqueda de pistas. Se planea una actualización para aumentar el rendimiento y la
693 tolerancia a la radiación del rastreador.

694 ■ **Calorímetro electromagnético o ECAL (Electromagnetic CALorimeter)** : compo-
695 nente diseñado para medir con alta precisión las energías de electrones y fotones, está
696 construido a partir de cristales de plomo tungstato ($PbWO_4$). Este es un material extre-
697 madamente denso pero ópticamente transparente, ideal para detener partículas de alta
698 energía, este material está hecho principalmente de metal y es más pesado que el acero
699 inoxidable, pero con un toque de oxígeno en esta forma cristalina es muy transparente
700 y centellea cuando los electrones y fotones lo atraviesan, lo que produce luz en pro-
701 porción a la energía de la partícula. Para mayor precisión espacial, el **ECAL** también

⁵Página de origen: <http://ippog.web.cern.ch/resources/2011/cms-slice-july-2010-version>

702 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.

706 ■ **El calorímetro de hadrones o HCAL(Hadronic CALorimeter)** : mide la energía de
707 los hadrones, además, proporciona una medición indirecta de la presencia de partículas
708 no cargadas que no interactúan, como los neutrinos. Consta de capas de material denso
709 (latón o acero) intercaladas con baldosas de centelleadores de plástico, leídas a través
710 de fibras que cambian la longitud de onda mediante fotodiodos híbridos, de esta forma
711 se permite la máxima cantidad de material absorbente dentro de la bobina magnética.

712 ■ **Solenoide supercondutor (Superconducting Solenoid):** es el dispositivo central al-
713 rededor del cual se construye el experimento, con un campo magnético de 4 Tesla
714 permite determinar la relación carga/masa de partículas a partir de la pista curva que
715 siguen en el campo magnético. Tiene 13 m de largo y 6 m de diámetro, y sus bobinas
716 de niobio-titánio superconductoras refrigeradas estaban destinadas originalmente a
717 producir un campo magnético de hasta 4 T. Es componente tiene la función de doblar
718 los caminos de las partículas que emergen de colisiones, permitiendo determinar con
719 la trayectoria curvada por el campo magnético el impulso, combinado con mediciones
720 de posición de alta precisión en los rastreadores y detectores de muones, esto permite
721 una alta medición en sus resultados.

722 ■ **Los detectores de muones :** dedicado a la detección de muones, siendo estas partículas
723 cargadas y 200 veces más masivas que los electrones y positrones, se espera que se
724 produzcan en la descomposición de una serie de posibles partículas nuevas. Debido a
725 que los muones pueden penetrar varios metros de hierro sin interactuar, ninguno de
726 los calorímetros de CMS los detiene. Por lo tanto, las cámaras para detectar muones se
727 colocan en el borde mismo del experimento, donde son las únicas partículas que pueden
728 registrar una señal. Para identificar muones y medir sus momentos, CMS utiliza tres
729 tipos de detectores:

- 730 • **Tubos de deriva o DT(Drift Tubes)** : se usan para mediciones de trayectoria
731 precisas en la región central del barril.
- 732 • **Cámaras de banda catódica o CSC(Cathode Strip Chambers)** : se usan para
733 mediciones de trayectoria precisas en los extremos del barril.

- 734 • **Cámaras de placas resistivas o RPC(Resistive Plate Chambers)** : proporcionan
735 una señal rápida cuando un muón pasa a través del detector.

736 **2.2.1 Identificación y Reconstrucción de Muones**

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

744 **Reconstrucción de muones.**

745 La reconstrucción de muones es un algoritmo sistemático que se ejecuta en un software de
746 reconstrucción que utiliza información de impacto para rechazar objetos físicos, muones. La
747 reconstrucción de muones se realiza en el rastreador de silicio y el sistema de muones, y
748 se compone de tres pasos secuenciales: reconstrucción local, reconstrucción independiente y
749 reconstrucción global.

750 La reconstrucción local utiliza la información del golpe recopilada por el sistema muon
751 para construir pistas; entonces, la información de la pista, como entrada, se alimenta al algo-
752 ritmo de reconstrucción independiente. La reconstrucción global utiliza no solo información
753 de reconstrucción independiente, sino también golpes de seguimiento de silicio. La recons-
754 trucción del muón coincide con el camino del muón desde el sistema de muones al rastreador
755 de silicio. La reconstrucción independiente se llama reconstrucción de Level-2 y la recons-
756 trucción global se llama reconstrucción de Level-3. Los muones reconstruidos por recons-
757 trucción independiente y global se denominan, respectivamente, muones independientes y
758 muones globales.

759 En la Fig. 2-4 se puede observar como aumenta la capacidad del experimento **CMS** para
760 diferentes condiciones del experimento, en esta se evidencia el aumento de la detección de
761 los muones con valores de $\eta > 2.4$, esto es parte del proceso de actualización a Alta Lumino-
762 sidad. Además la resolución de los valores de momento reconstruidos de los muones en las
763 condiciones actuales del experimento y en las previstas de alta luminosidad se puede ver en
764 la Fig. 2-5, es clara la disminución del error para la región común ($0 < \eta < 2.4$).

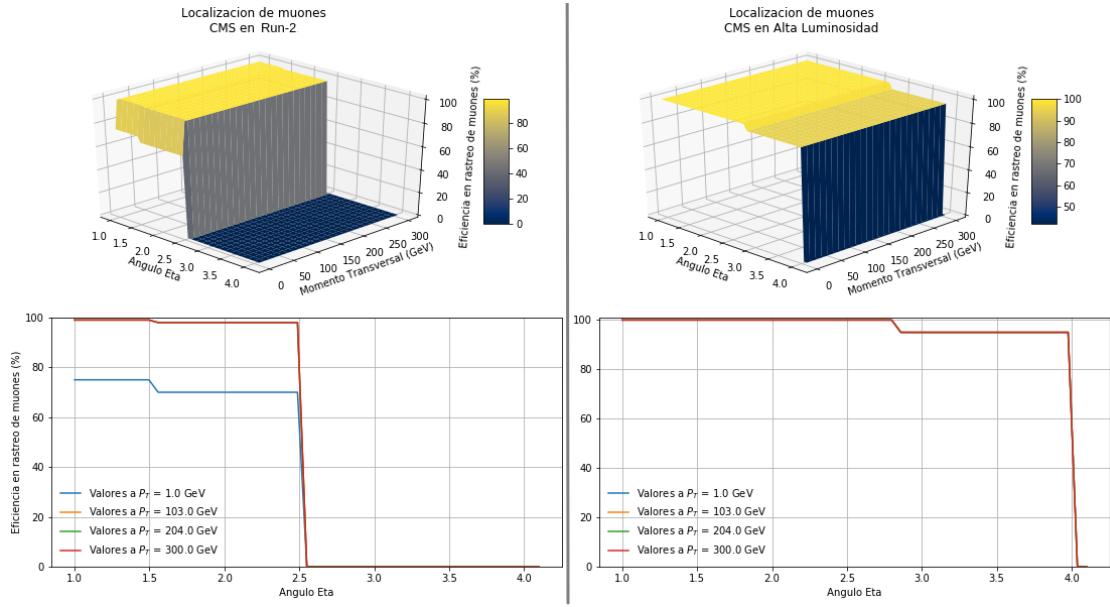


Figura 2-4: Probabilidad de localización de los muones en condiciones de Run-2 y HL.

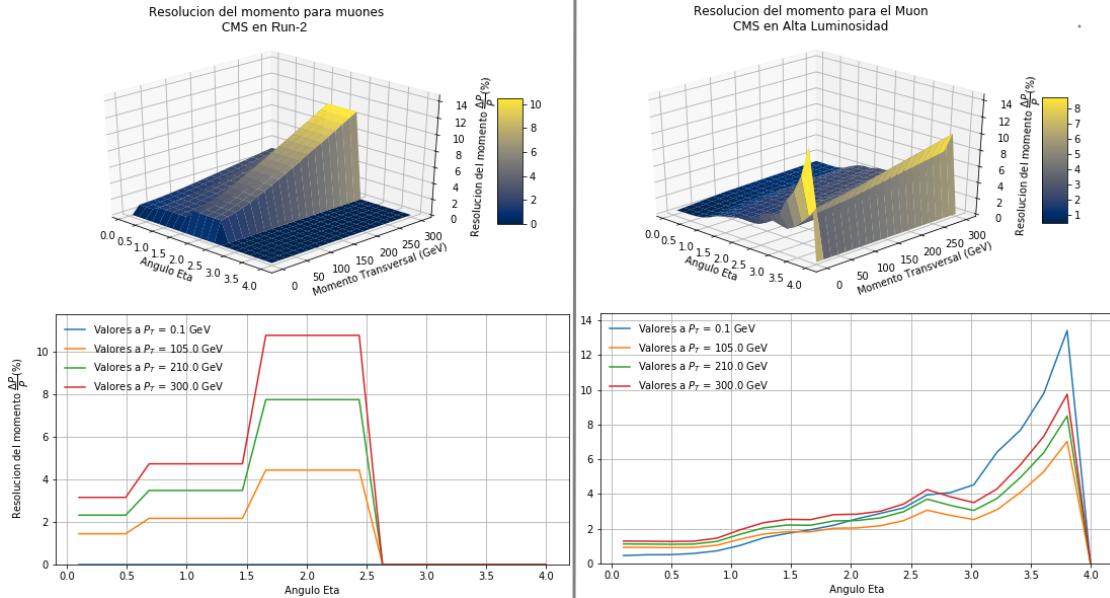


Figura 2-5: Resolución del momento de los muones en condiciones de Run-2 y HL.

765 Identificación de muones.

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

770 los rastreadores de silicio y luego utiliza la información de la **ECAL** y la **HCAL**.

771 También se consideran los rastreadores que no están asociados con ningún rastro de muones independiente, lo que le permite reconstruir algunos muones de p_T bajos sin suficiente
772 energía para alcanzar el sistema muónico. Estos bajos p_T muones pueden no ser recons-
773 truidos como muones globales, pero son identificados por el algoritmo de identificación de
774 muones. Los muones reconstruidos por el algoritmo de identificación se denominan muones
775 rastreados (“tracker muons”).

777 Aislamiento de muones

778 Los muones producidos a partir de objetos pesados como Z y W deben aislarse de los
779 muones producidos a partir del decaimiento b o c , el aislamiento de muones (“muon isola-
780 tion”) tiene como objetivo separar estos diferentes muones, lográndose esta separación cal-
781 culando la energía transversal total E_T depositada en un calorímetro dentro de un cono a lo
782 largo de la dirección del muón.

783 Eficiencia Muon

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

$$\epsilon_\mu = \epsilon_{\text{track}} \cdot \epsilon_{\text{id}} \cdot \epsilon_{\text{iso}} \cdot \epsilon_{\text{trig}} \quad (2-4)$$

790 donde ϵ_{track} es la eficiencia del rastreador muón, es decir, la probabilidad de que un muón
791 producido en un evento también se reconstruya como un rastreador de silicio, rastreador
792 muón. ϵ_{id} es la eficiencia de identificación del muón, la probabilidad de que un muón pase
793 por un grupo de criterios de selección, dado que es un muón reconstruido. ϵ_{iso} es la eficiencia
794 de aislamiento del muón, la probabilidad de que un muón reconstruido esté aislado. ϵ_{trig} es
795 la eficiencia del disparador, la probabilidad de que un muón reconstruido y aislado se dispare
796 en términos de un umbral de p_T dado.

797 La eficiencia del muón depende de dos factores principales: la estructura del **CMS** y el
798 momento transversal p_T de los muones. La eficiencia del muón está influenciada por la ruta

799 a través de la cual pasa un detector, porque el detector no es homogéneo, por lo tanto, la
 800 pseudoapizel $|\eta|$ y el ángulo azimutal φ desempeñan un papel en la decisión de la eficiencia
 801 del muón. Como el detector es muy simétrico con respecto a φ no influye significativamente
 802 en la eficiencia del muón. La p_T de los muones decide si tienen suficiente energía para llegar
 803 al sistema muónico, debido a que los muones independientes necesitan más de una estación
 804 para ser alcanzados en el sistema muónico, los muones con bajo p_T no pueden reconstruirse
 805 como muones independientes. Toda esta información es resumida en los paquetes *.tcl de
 806 **Delphes**, aunque solo de forma básica ya que se busca descripción general del sistema.

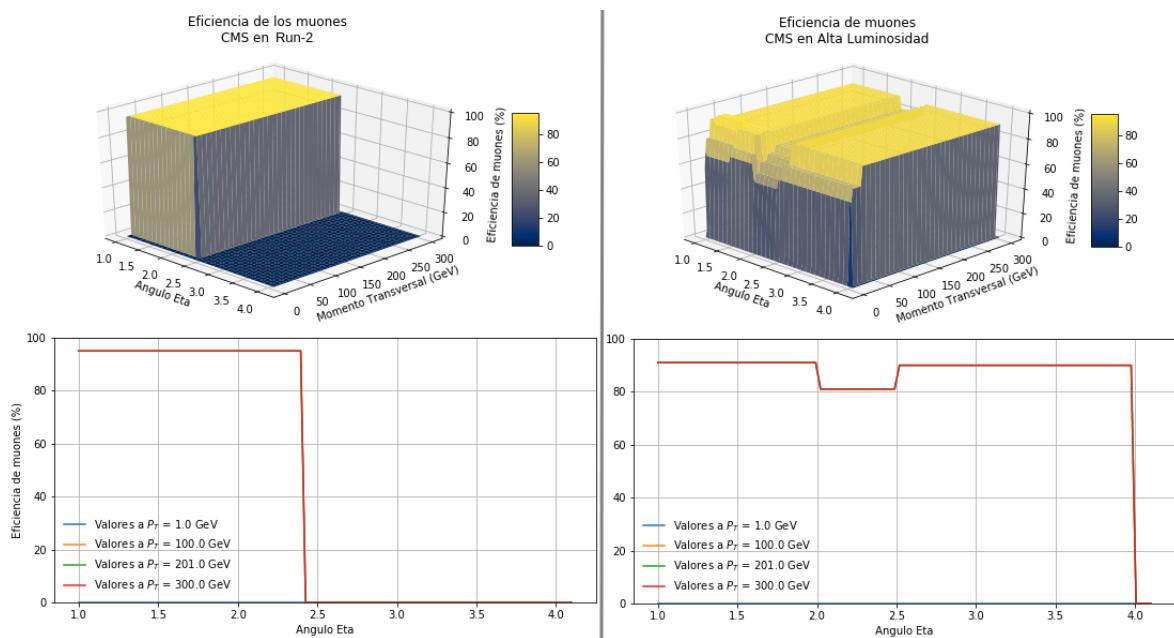


Figura 2-6: Eficiencia de reconstrucción de los muones en condiciones de Run-2 y HL.

807 Como se puede observar en la Fig. 2-6 se extiende como es esperado la eficiencia para
 808 valores de $\eta > 2.4$ en la configuración de Alta Luminosidad, esto como resultado de la
 809 actualización planificada por el proyecto.

810 2.3 Simulación en Altas Energías

811 Gracias a la infraestructura desarrollada dentro del experimento **ATLAS** y el **CERN**, los
 812 equipos de análisis de física de altas energías ahora pueden preservar fácilmente su código
 813 de análisis en formatos de contenedores Linux, de modo que pueda usarse con fines de re-
 814 interpretación, con ellos viene incluido como una receta, el orden exacto en que las diversas

815 tareas de un análisis deben llevarse a cabo y el conocimiento de cómo usarlo exactamente
816 para poder extraer nueva ciencia.

817 Entre las herramientas más básicas y robusta de la biblioteca desarrollada por el **CERN** es
818 el programa orientado a objetos **ROOT**, este fue originalmente diseñado para el análi-
819 sis de datos de física de partículas y contiene varias características específicas de este cam-
820 po. Este proporciona todas las funcionalidades necesarias para manejar el procesamiento de
821 grandes datos, el análisis estadístico, la visualización y el almacenamiento. Está escrito prin-
822 cipalmente en **C++** pero integrado con otros lenguajes como **Python** y **R**, es la base también
823 de muchos de sus sistemas, conteniendo las librerías necesarias para su ejecución.

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

836 2.3.1 Implementando ROOT

837 Como ya se trató anteriormente **ROOT**⁶ es un “framework” para el procesamiento de
838 datos, nacido en el **CERN**, dedicado principalmente para la investigación sobre física de
839 altas energías. Todos los días, miles de físicos utilizan aplicaciones **ROOT** para analizar sus
840 datos o realizar simulaciones, entre sus utilidades encontramos:

841 ■ **Guardar datos:** compactación en forma binaria comprimida en un archivo de exten-
842 sión *.root, siendo archivos autodescriptivos, por lo que facilita obtener información
843 sobre los modelos utilizados para describirlos. Su característica principal es ser un
844 contenedor de datos llamado árbol, con sus subestructuras ramas (“branch”) y hojas
845 (“leave”). Un árbol puede verse como una ventana deslizante a los datos sin procesar,
846 tal como se almacenan en un archivo. Los datos de la siguiente entrada en el archivo

⁶Página del Proyecto: <https://root.cern.ch>

847 se pueden recuperar avanzando el índice en el árbol. Esto evita los problemas de asig-
848 nación de memoria asociados con la creación de objetos y permite que el árbol actúe
849 como un contenedor liviano mientras se maneja el almacenamiento.

- 850 ■ **Acceso a los datos:** se accede a los datos guardados en uno o varios archivos **ROOT** des-
851 de la web o sistemas de entrega de archivos a gran escala. Los árboles **ROOT** distri-
852 buidos en varios archivos se pueden encadenar y acceder como un objeto único, lo que
853 permite bucles sobre grandes cantidades de datos.
- 854 ■ **Mina de datos:** posee potentes herramientas matemáticas y estadísticas para operar
855 con sus datos, todo sobre C++, preparado para el procesamiento en paralelo cuando
856 se requiera la manipulación de los mismos. Permite la generación de cualquier distri-
857 bucción estadística y modelados, logrando simular sistemas complejos.
- 858 ■ **Gráfica resultados:** los datos se pueden mostrar con histogramas, diagramas de dis-
859 persión, funciones de ajuste ya integradas como herramientas en su biblioteca.
- 860 ■ **Ejecución interactiva o creación de aplicaciones:** Puede usar el intérprete Cling
861 C++ para sus sesiones interactivas y para escribir macros, o puede compilar su pro-
862 grama para que se ejecute a toda velocidad, siempre dando la posibilidad de crear una
863 interfaz gráfica de usuario.

864 Hay muchas herramientas creadas a partir de **ROOT**, entre ellas se pueden destacar el
865 generador de Monte-Carlo Madgraph, y entre las herramientas interactivas a **EVE**.

866 2.3.2 Altas Energías con MadGraph

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

872 La forma de abordar este problemática es generando eventos completos por los méto-
873 dos de **MC**, la complejidad se domina mediante una subdivisión del problema completo en
874 un conjunto de tareas separadas más simples, simulando todos los aspectos principales de los
875 eventos: selección de procesos duros, la radiación de estado inicial y final, los restos de haces,
876 la fragmentación, las desintegraciones, el cálculo de secciones transversales y su coincidencia

877 con generadores de eventos, etc. Esto resulta en eventos que deben ser directamente compara-
878 bles con los observables experimentalmente y de esta forma programas pueden usarse para
879 extraer la física de las comparaciones con los datos existentes, o para estudiar la física en
880 experimentos futuristas.

881 Con el objetivo de refundir un análisis **LHC** siendo una de sus herramientas mas impor-
882 tantes desarrollada por el proyecto y la solución a los problemas anteriormente planteado te-
883 nemos a **MadGraph5_aMC@NLO** (ver referencia Alwall *et al.* [2014]) siendo un framework
884 que tiene como objetivo proporcionar todos los elementos necesarios para la fenomenología
885 del **SM** y extensiones, permitiendo el uso de una variedad de herramientas relevantes para
886 generación, manipulación y análisis de eventos.

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

894 El principal conjunto de herramientas que componen la herramienta **MadGraph5_aMC-**
895 **@NLO**, o a las que puede ser integrada son: **Delphes** (de Favereau *et al.* [2014a]), **MadAnaly-**
896 **sis4** y **MadAnalysis5** (Conte *et al.* [2013]), **ExRootAnalysis**, **Golem95** (Binoth *et al.* [2008]),
897 **QCDLoop** (Ellis y Zanderighi [2008]), **maddm** (Wang [2018]), **maddump** (Buonocore *et al.*
898 [2019]), **pythia8** (Sjöstrand *et al.* [2015a]), **lhapdf5** y **lhapdf6** (Buckley *et al.* [2015]), **collier**
899 (Denner *et al.* [2017]), **hepmc**, **mg5amc_py8_interface** (Sjöstrand *et al.* [2015a]), **ninja** (Hirs-
900 chi y Peraro [2016]; Peraro [2014]; Mastrolia *et al.* [2012]), **oneloop** (van Hameren [2011]).
901 Su implementación se hace necesaria para estudios de partículas, dada su versatilidad, aun-
902 que sea una herramienta de altas exigencias en conocimiento de programación y trabajo en el
903 sistema Linux.

904 Para uso futuro como parte de esta investigación se profundizará en las herramientas **Pyt-**
905 **hia8** y **Delphes**, estás a pesar de poderse ejecutar de forma independiente pueden ser integra-
906 das con facilidad dentro del programa de **Madgraph** y de esta manera planificar la receta de
907 nuestro proceso a reconstruir.

908 **2.3.3 Hadronizacion con Pythia 8**

909 El programa **Pythia** (descripción en referencia Sjöstrand *et al.* [2015b]) 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* (ver referencia Nagy y Soper [2018]), múltiples interacciones de *parton-parton, beam remnants, string fragmentation y article decays*. También tiene un conjunto de utilidades e interfaces para programas externos.

917 Si bien las versiones anteriores se escribieron en **Fortran**, **Pythia 8** representa una reescritura completa en **C++**. 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.

921 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.

926 **Limitaciones**

927 Los modelos de física incorporados en **Pythia** 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) de ≥ 50 GeV. Esta limitación se debe a la aproximación de un continuo de estados finales permitidos que se utilizan en varios lugares de **Pythia**, 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 **Pythia** 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.

938 En el extremo opuesto, solo conocemos pruebas explícitas de la física de **Pythia** 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.

941 El programa solo funciona con colisiones hadron-hadron o lepton-lepton, las instalacio-
942 nes internas para manejar las colisiones protón-núcleo o núcleo-núcleo no están previstas
943 en absoluto. Entre los hadrones incluidos se encuentra el antiproton, antineutrón, el pión y,
944 como caso especial, el Pomeron. Todavía no hay ninguna disposición para las colisiones de
945 leptones-hadrones o para los haces de fotones entrantes.

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

950 Procesos incluidos

951 Una gran cantidad de procesos están disponibles internamente, y aún más a través de in-
952 terfaces para programas externos. Las adiciones internas recientes incluyen varios escenarios
953 para la física de Hidden Valley, procesos adicionales que involucran dimensiones adiciona-
954 les, más procesos supersimétricos (**SUSY**), manejo extendido de R-hadrones y más estados
955 de charmonium y bottomonium. En la correspondiente última versión 8.2, los siguientes pro-
956 cesos están disponibles internamente:

- 957 ■ **Los procesos de Electrodébiles (EW)** : incluyen la producción rápida de fotones, la
958 producción individual de γ^*/Z y W^\pm , así como la producción de pares de bosones
959 débiles con correlaciones de fermiones completas para $VV \rightarrow 4f$, además de los pro-
960 cesos de colisión de fotones del tipo $\gamma\gamma \rightarrow ff$.
- 961 ■ **Producción de fermiones de cuarta generación** : a través de interacciones electro-
962 débiles o fuertes.
- 963 ■ **Los procesos de Higgs** : incluyen la producción del bosón Higgs del modelo estándar
964 (**ME**), así como los múltiples bosones Higgs de un modelo genérico de dos dobletes de
965 Higgs (**2HDM**). También es posible modificar la correlación angular del decaimiento
966 de Higgs $h \rightarrow VV \rightarrow 4f$ debido a acoplamientos anómalos de hVV . La implemen-
967 tación interna de SUSY también utiliza la implementación **2HDM** para su sector Higgs.
- 968 ■ **Los procesos SUSY** : incluyen la producción de pares de partículas **SUSY**, así como la
969 producción resonante de squarks a través de la paridad R que viola la interacción **UDD**.
970 Las interferencias electro débil se han tenido en cuenta cuando sean relevantes. Se
971 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 Delphes 3

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. El usuario puede especificar el volumen activo del detector, la segmentación del calorímetro y la intensidad del campo magnético uniforme (Fig. 2-7). Cada subdetector tiene una respuesta específica, como se describe a continuación.

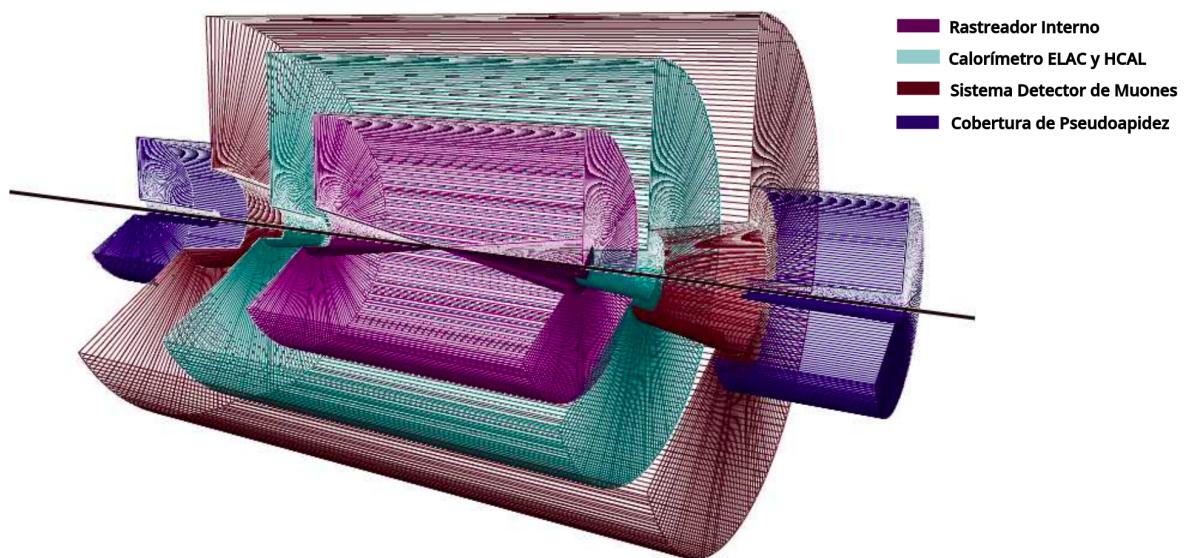


Figura 2-7: Perfil de diseño básico de la geometría del detector genérico asumido en **Delphes**.⁸

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

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

997 El framework **Delphes** permite el acceso a datos de diferentes formatos de archivo (**Pro-**
998 **MC**, **HEPMC**, **STDHEP** y **LHEF**). Los archivos de eventos provenientes de genera-
999 dores externos **MC** son procesados primero por un lector, este convierte partículas estables
1000 en una colección de objetos universales, para luego ser procesada por una serie de módulos
1001 que comienzan con el módulo de fusión acumulada y terminan con el módulo de busca-
1002 dor de objetos único. Finalmente, **Delphes** permite al usuario almacenar y analizar eventos
1003 en un formato de árbol raíz al ejecutar **DelphesHepMC** tomando un archivo de configura-
1004 ción **Delphes_card.tcl** y realizando la simulación del detector en el archivo ***.hepmc**. La
1005 información sobre varios objetos **MC** (partículas) y objetos reconstruidos (jets, partículas re-
1006 construidas), estas se guardan en un archivo ***.root** en forma de árboles (“trees”) **Delphes**,
1007 el archivo de salida ***.root** se puede abrir usando el mismo programa **ROOT**.

⁸Adaptado del artículo de origen Alwall *et al.* [2014]

“Mi investigación en la física ha consistido en simplemente examinar cantidades matemáticas de un tipo que los físicos usan y tratar de relacionarlas de una manera interesante.”

Paul A. M. Dirac.

1008 Capítulo 3 – Simulación, análisis y discusión de los resulta- 1009 dos

1010 En este capítulo se presentan todos los proyectos de simulación, tratamiento y análisis ne-
1011 cesarios para cumplir con el objetivo de esta investigación, estos son programados en **python**
1012 y **C++**, la explicación de estas herramientas darán las bases para profundizar en los resultados
1013 obtenidos y su respectiva discusión.

1014 3.1 Herramientas de caracterización

1015 Para poder cumplir con los objetivos planteados hace falta una secuencia lógica de tra-
1016 bjo, la forma más general de abordar los objetivos planteados se observa en el diagrama de la
1017 Fig. 3-1. Primeramente se procede a la generación de la información relativa a los eventos de
1018 interés bajo diferentes condiciones de generación, esta simulación debe ser suficientemente
flexible sin perder la eficiencia en el proceso. Los resultados anteriormente referidos estarán

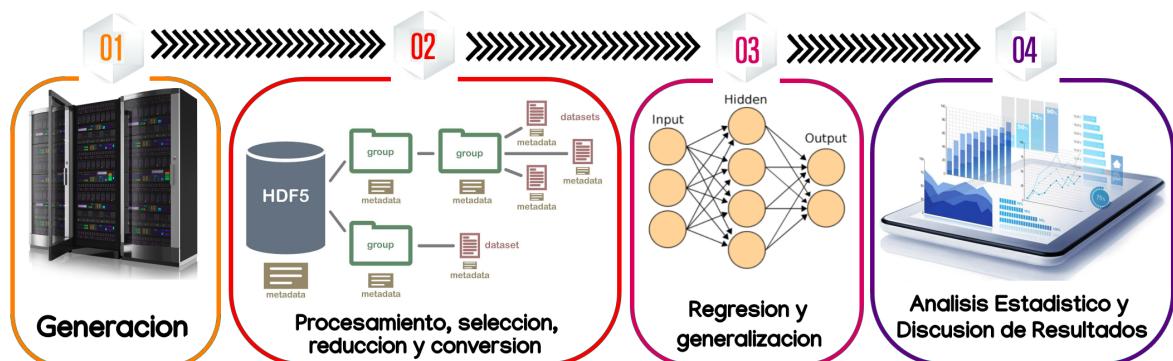


Figura 3-1: Secuencia lógica del análisis del proyecto.

1019
1020 en un formato típicamente inadecuado para realizar un estudio en particular, esto consecuen-
1021 cia del gran tamaño de los archivos obtenidos, y la alta dispersión de la información relevante
1022 a la investigación, de aquí que la reconstrucción de la información de los eventos requeridos

1023 en archivos de formato de datos jerárquico *.h5 permitiendo una mayor rapidez en el acceso.
1024 La información recopilada debe ser debidamente procesada, dada las limitantes tecnoló-
1025 gicas a las que se tiene acceso, de tal forma, que permita la reconstrucción de resultados
1026 en condiciones cercanas a las ya conocidas, existen en el ámbito científico varios métodos
1027 para abordar esta problemática uno de los más sencillo es el hacer uso de herramientas de
1028 regresión y tratamiento de datos con redes neuronales, este forma parte del tercer grupo de
1029 herramientas desarrolladas. Finalmente se procederá al desarrollo de las herramientas para
1030 realizar el análisis estadístico característico de la física del proceso al que se le está estudian-
1031 do, su interpretación y discusión es la intencionalidad final del trabajo.

1032 **3.1.1 Generación de los datos**

1033 Los procesos de simulación de física de altas energías posee muchas desventajas, entre
1034 ellas están los altos requerimientos computacionales para generar las simulaciones y para
1035 guardar los resultados, por lo que se hace necesario para la investigación el uso de pode-
1036 rosas supercomputadoras como el **ACARUS**(Área de Cómputo de Alto Rendimiento de la
1037 Universidad de Sonora), recurso dedicado a la investigación de los cuerpos académicos de la
1038 universidad.

1039 **Configuración e implementación de recursos en ACARUS.**

1040 El recurso a usar es el cluster ocotillo.acarus.uson.mx , este debe ser debidamente confi-
1041 gurado con las herramientas necesarias para el proceso de generación. Se hace necesario una
1042 sección autorizada en el servidor, y seguir los pasos de conexión especificados en el portal
1043 del proyecto¹, todo el trabajo se realiza por medio de una terminal, cuestión que imposibilita
1044 el uso del recurso sin conocimientos previos de Linux.

1045 Los programas **ROOT**(sección 2.3.1), **Madgraph** (sección 2.3.2), **Delphes** (sección -
1046 2.3.4) y **pythia8** (sección 2.3.3) deben ser integradas debidamente para correr de forma
1047 seriada, el procedimiento de instalación y configuración se pueden encontrar en su página
1048 oficial².

1049 **Gestión de recursos con Slurm**

1050 Este sistema gestiona el uso de los recursos entre sus usuarios mediante un sistema de
1051 gestión de tareas y de clústeres **Slurm** (**S**imple **L**inux **U**tility for **R**esources **M**anagement)

¹ Página del proyecto: <http://acarus.uson.mx/clusters/guia.htm>

²Página del proyecto: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/MadgraphTutorial>

1052 ³. Esta herramienta posibilita asignar a los usuarios acceso a nodos de cómputo durante un
1053 tiempo determinado, proporciona un framework que permite iniciar, ejecutar y supervisar el
1054 trabajo y además se encarga de arbitrar la necesidad de recursos, administrando una cola de
1055 tareas pendiente. Para el caso que nos ocupa en nuestra investigación, para poder paralelizar
1056 el proyecto de generación desarrollado en **python** se prepara un fichero (“script”) con los
1057 datos del trabajo a ejecutar y el modo de utilizar de los recursos requeridos, el usado en este
1058 proyecto contiene la siguiente configuración:

```
#SBATCH -n nodes=4          # Max numero de nodos
#SBATCH -N tasks-per-node=8   # Max numero de tareas por nodo
#SBATCH -n tasks=40           # Max numero de tareas totales
#SBATCH -d distribution=cyclic:cyclic # Modo de distribucion de tareas
#SBATCH -m mem-per-tasks=1000    # Memoria asignada por tarea
#SBATCH -m mail-type=END        # Momento de notificacion
#1059 #SBATCH -m mail-user=xxx@gmail.com # Correo a notificar
#SBATCH -J job-name=DarkSUSY      # Nombre del trabajo
#SBATCH -t time=168:0:0          # Tiempo maximo de ejecucion
#SBATCH -p partition=general     # Nombre de la particion
#SBATCH -C constraint=broadwell
                               #run python genera_v5.py
```

1060
1061 El código anterior gestiona los recursos del crúster para que se ejecute en paralelo el
1062 programa generador **genera_v5.py** siento este el desarrollado para generar las muestras que
1063 se precisan para la investigación.

1064 **Proyecto de python generador.**

1065 Ante la necesidad de flexibilizar la generación de eventos de decaimiento característicos
1066 de la Fig. 1-7 se crea un proyecto de programación con la capacidad de generar eventos en
1067 **Madgraph** bajo la variación de las masas de las partículas n_1 (neutralino ligero, también
1068 referido como **NeuL**), n_D (neutralino oscuro, también referido como **NeuD**) y γ_D (fotón os-
1069 curo, también referido como **PhoD**) y del tiempo de vida del último $c\tau_{\gamma_D}$ (**TcPhoD**), además
1070 de generar la simulación bajo condiciones del detector en Run-2 (referenciada en el trabajo
1071 como **CMS**) y High Luminosity (referenciada como **HL**). La estructura del proyecto se puede

³Página del proyecto: https://es.wikipedia.org/wiki/Simple_Linux.Utility_for_Resource_Management
La documentación relativa al uso de esta herramienta se puede encontrar en el enlace de sus desarrolladores
<https://slurm.schedmd.com/documentation.html>

01 PROYECTO DARKSUSY PE

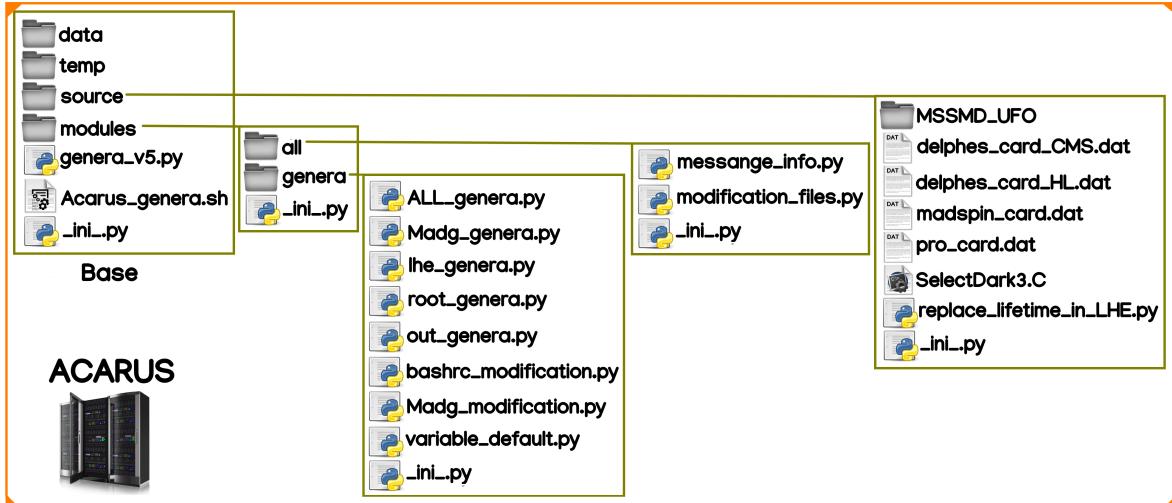


Figura 3-2: Estructura del proyecto de generación de eventos **Dark-SUSY**⁴.

1072 observar en la Fig. 3-2.

1073 Además para hacer uso eficiente de los recursos puestos a disposición, el proyecto es
 1074 creado en **python**, fue programado con la intencionalidad de automatizar la configuración
 1075 necesarias para su correcta ejecución, automatizando el cambio de los parámetros de gene-
 1076 ración posteriormente definidos, inclusión del modelo **Dark-SUSY** dentro de **Madgraph** y
 1077 guardado automático de los resultados en un archivo externo predefinido, el flujo general del
 1078 programa se puede observar en la Fig. 3-3.

1079 El elemento iniciador se encuentra en la función **genera_v5.py** versión 5, con este se
 1080 incluye una descripción de opciones que hacen que sea adaptable ante situaciones alternativas
 1081 a su configuración original:

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

⁴Procedimiento original de integración del modelo **Dark-SUSY** en **Madgraph** presentado en https://github.com/cms-tamu/DarkSUSY_MC_MG5

optional arguments:	
-h, - -help	Show this help message and exit
-Event EVENT	Number of Event
-MNeuD MNEUD	Mass of the Dark Neutralino
-MNeuL MNEUL	Mass of the Lightest Neutralino
-MPhoD MPHOD	Mass of the Dark Photon
-TcPhoD TCPHOD	Life time of the Dark Photon
-Mode MODE	Condition using “in” or “out”
-Card CARD	Card using “CMS” or “HL”
-Name NAME	Name of root file out
-Dir_Madg DIR_MADG	Directory of Madgraph
-Dir_temp_Madg DIR_TEMP_MADG	Directory of temporal install Madgraph
-Dir_Source DIR_SOURCE	Directory where source stay
-Dir_Out DIR_OUT	Directory of result

1085 En el directorio base (Fig. 3-2) la carpeta **data** es donde se guardarán los resultados de la
1086 simulación, esta puede modificarse con la variable **-Dir_Out**, lo mismo ocurre con las otras
1087 variables relacionadas con directorios. Además se permite numerosas entradas de posibles
1088 variables de los elementos de masa y tiempo de vida en forma de vectores, el programa se
1089 adaptará a todas las posibles combinaciones incluidas.

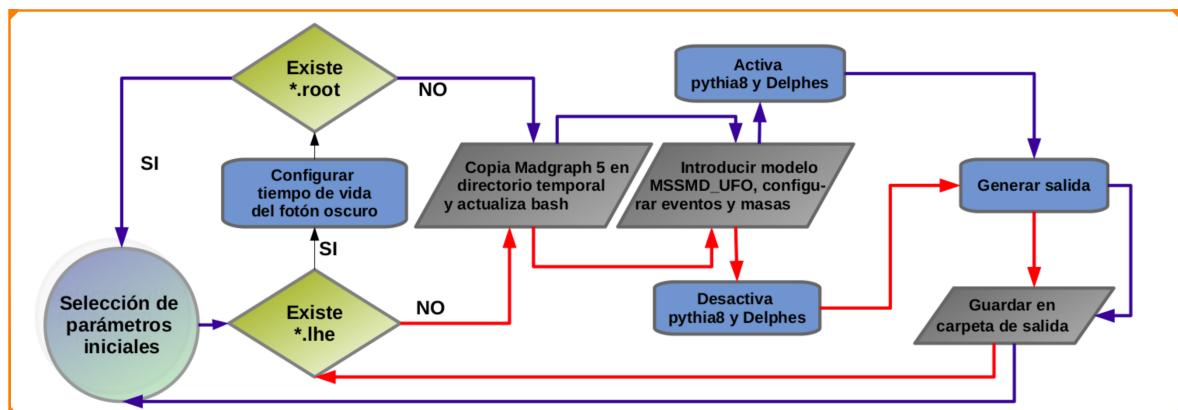


Figura 3-3: Diagrama de flujo de programación del proyecto de generación.

1090 Es importante tener en cuenta que los archivos de **MC** generados por **MadGraph** con
 1091 extensión `*.lhe` se generan para diferentes condiciones de masas (m_{n_1} , m_{n_D} y m_{γ_D}), cuando
 1092 es requerido, en estos se adaptada el tiempo de vida del fotón oscuro $\tau_{C_{\gamma_D}}$ con la función
 1093 `replace lifetime in LHE.py`, continuando con la implementación de la herramienta de ha-

1094 dronización **pythia8** y por el simulador del detector **Delphes**, este último bajo las dos condi-
 1095 ciones de configuración requeridas (Run-2 y Alta Luminosidad), de esta forma la estadística
 1096 de comparación en la investigación se puede enfocar en las variaciones de las reconstruccio-
 1097 nes del detector desechando el error por cambios de las condiciones iniciales dadas por el
 1098 método **MC**. Por defecto y por motivos de exploración básica se definen variables inicializa-
 1099 doras en el archivo `variable_default.py`, estas se volverán las muestras de esta investigación:

Notación 1	Notación 2	Valores
MNeuL	$\equiv m_{n_1}$	$= [10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100]$
MNeuD	$\equiv m_{n_D}$	$= [1, 2, 3, 4, 5, 10]$
MPhoD	$\equiv m_{\gamma_D}$	$= [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10]$
TcPhoD	$\equiv \tau c_{\gamma_D}$	$= [0, 0.5, 1, 2, 3, 4, 5, 10, 20, 30, 40, 50, 100]$
Card		$= ["CMS", "HL"]$
Event		$= 10000$

Tabla 3-1: Notación y parámetros de generación usados en la investigación.

1100 Como se puede observar el valor predeterminado de generación `Event` es relativamente
 1101 bajo para los requerimientos de una investigación riburosa, pero será suficiente por cuando es
 1102 por motivo de exploración, el tamaño de los archivos de muestras es de ~ 800 MB, además
 1103 por una cuestión de espacio la información de los eventos para valores de $m_{n_1} > 10$ GeV/c²
 1104 se reduce para aquellos poseedores de mínimo 4 muones. La base de datos generada para
 1105 propósitos de esta investigación es de ~ 2 Terasbyte.

1106 Para hacer referencia al número de muones por evento se utilizará la denotación $n_i^{(\mu,k)}$
 1107 donde $i = \{1, \dots, i_{max}\}$ hace referencia al evento en cuestión y $k = \{\text{CMS}, \text{HL}, \text{True}\}$
 1108 referencia al detector que generó los datos, o a la falta de él (`True`), además para hacer refe-
 1109 rencia a los eventos definimos $\mathbb{E}_i^{(k)} \equiv 1$, de esta notación podemos derivar que:

$$\mathbb{E}^{(k)} = \sum_i \mathbb{E}_i^{(k)}, \quad N^{(\mu,k)} = \sum_i n_i^{(\mu,k)} \cdot \mathbb{E}_i^{(k)} = \sum_i n_i^{(\mu,k)} \quad (3-1)$$

1110 De forma general tenemos que cada evento generado depende de las tres masas anterior-
 1111 mente referidas y del tiempo de vida del fotón oscuro:

$$\mathbb{E}_i^{(k)} \equiv \mathbb{E}_i^{(k)}(m_{n_1}, m_{n_D}, m_{\gamma_D}, \tau c_{\gamma_D}) \quad y \quad n_i^{(\mu,k)} \equiv n_i^{(\mu,k)}(m_{n_1}, m_{n_D}, m_{\gamma_D}, \tau c_{\gamma_D}) \quad (3-2)$$

1112 Esta notación será la utilizada cuando se haga referencia a la información en la base de datos.

1113 3.1.2 Procesamiento y conversión de los datos

1114 Para poder realizar los estudios requeridos se hace necesario acceder a la información
 1115 contenida en los archivos *.root de forma eficiente⁵. Pero se hace necesario un interpretador
 1116 externo al entorno predeterminado de **ROOT** para poder acceder a la información pertinente
 1117 a la investigación, de aquí que se programe una clase en python que permita de forma cómo-
 1118 da extraer información para adaptarla según las necesidades que puedan surgir (se hace uso
 1119 de las paqueteterías pyroot). Esta clase (ver Fig. 3-4) además de permitir acceder a los datos,
 1120 procesa la información para hacer la reconstrucción más probable de la masa del fotón oscu-
 1121 ro partiendo de la información muónica, el diagrama de la figura muestra el procedimiento
 1122 utilizado.

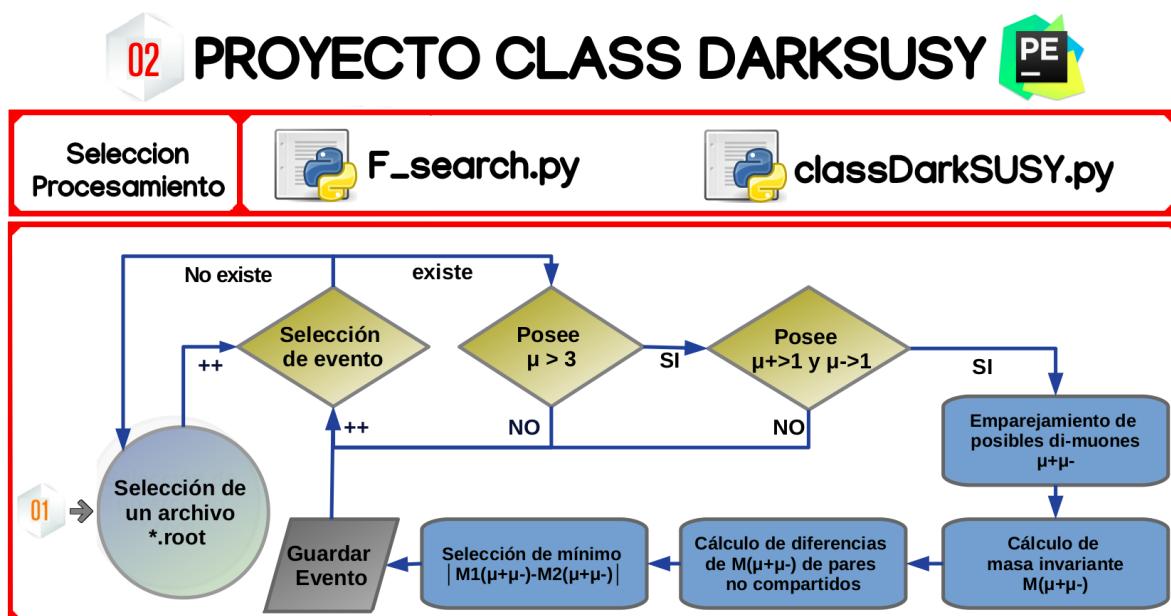


Figura 3-4: Estructura del proyecto interpretador de la información contenida en los archivos *.root⁷.

1123 Dada la gran cantidad de información y archivos a procesar para el análisis estadístico
 1124 incluso ante un acceso eficiente, la gran dispersión de la información hace que los procesos
 1125 de recolección de datos sea lento y con altos requerimientos de memoria, la forma en que
 1126 se abordó esta dificultad fue incorporar la información solicitada en un mismo archivo de

⁵La 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>

⁷Página del proyecto: <https://github.com/franky8939/DarkSUSY/blob/master/modules/darkSUSY/class-DarkSUSY.py>

1127 tipo **HDF5** (**Hierarchical Data Format**) la cual posee una librería de propósito general con un formato de ficheros para el almacenamiento de datos científicos.

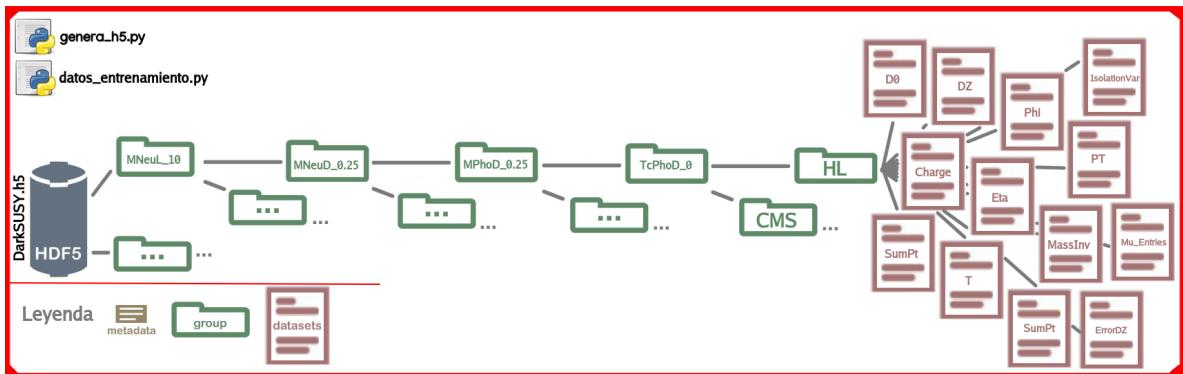


Figura 3-5: Estructura de los metadatos con la información filtrada⁸.

1128
1129 Este formato de datos **HDF5** fue creado para atender las necesidades de científicos e
1130 ingenieros que trabajan en entornos de computación de altas prestaciones que requieran un
1131 uso intensivo de datos, de aquí que este predeterminado para que sea muy eficiente en el
1132 almacenamiento y el acceso.

1133 3.1.3 Métodos de regresión de datos

1134 Ante la necesidad de investigar las relaciones entre diferentes variables cuantitativas los
1135 análisis de regresión son una herramienta de frecuente uso en estadística, dado que simula
1136 un proceso o modelo que analiza este vínculo entre una variable dependiente y una o varias
1137 variables independientes.

1138 Una de las principales aplicaciones del análisis de regresión es la proyección con diferen-
1139 tes escenarios, teniendo en cuenta el grado de correlación sobre la variable dependiente y de
1140 esta manera construir una función que permita estimar el valor la variable de estudio⁹.

1141 Forma analítica.

1142 La foma general analítica de una regresión no lineal tiene la forma matemática:

$$Y = f(X) + \epsilon \quad (3-3)$$

⁸Página del proyecto: https://github.com/franky8939/DarkSUSY/blob/master/00-Convertidores/genera_h5.py.

⁹Ejemplos de implementación en python se pueden visualizar en el enlace <https://www.aprendemachine-learning.com/regresion-lineal-en-espanol-con-python/>.

1143 donde Y y X son los valores de salida y entrada multidimensionales, ϵ es un parámetro multi-
1144 dimensional correspondiente a los residuos y f es una función de correlación.

1145 Dado que los valores de Y a los que se hará referencia en esta investigación son referidos
1146 a frecuencias resultado de la aplicación de métodos estadísticos sobre alguna propiedad de
1147 nuestro conjunto de datos, entonces, $Y \geq 0$. La presencia de valores positivos en el rango del
1148 codominio genera un problema de continuidad, una transformación se hace necesaria para
1149 ampliar este a todos los valores reales \mathbb{R} , la solución implementada es haciendo uso de una
1150 transformación logarítmica:

$$\ln y = f(X) + \epsilon \quad (3-4)$$

1151 Si hacemos supuesto que la forma de la función de f sea polinomial, entonces:

$$\ln y = \sum_{i=0}^k (\alpha_{0i} + \alpha_{1i} \cdot x_i + \alpha_{2i} \cdot x_i^2 + \alpha_{3i} \cdot x_i^3 + \dots + \alpha_{ni} \cdot x_i^n) + \epsilon \quad (3-5)$$

1152 donde α_{ni} son las constantes del polinomio, el orden de la regresión está dado por n y los
1153 valores x_i serán las variables independientes de nuestro modelo, estas son integrados en una
1154 función en python implementando la paquetería `sklearn` con la flexibilidad de cambiar los
1155 valores k y n .

1156 Redes neuronales.

1157 Las **RNA** son una estructura compuesta de un número de unidades interconectadas (neuro-
1158 nas artificiales), cada unidad posee una característica entrada/salida e implementa una compu-
1159 tación local o función, la salida de cualquier unidad está determinada, su interconexión con
1160 otras unidades, y posiblemente de sus unidades internas. La red desarrolla usualmente una
1161 funcionalidad por lo general a través de una o mas formas, por lo tanto es un arreglo masivo
1162 de elementos de procesamiento simple llamados neuronas, los cuales poseen un alto grado de
1163 interconectividad entre sus elementos, en los que la información puede fluir en cascada poten-
1164 ciando su capacidad para aproximar funciones, clasificar patrones y aumentar su inmunidad
1165 frente al ruido.

1166 La función desarrollada para el uso en esta investigación utiliza la paquetería de `keras` y
1167 permite la flexibilidad de cambiar la cantidad de k capas ocultas y los nodos m_k que posee
1168 cada una de ellas.

1169 También se permite cambiar la dimensión de los datos de entrada para que estas coincidan
1170 con las necesidades requeridas, siempre considerando como mínimas entradas las condicio-

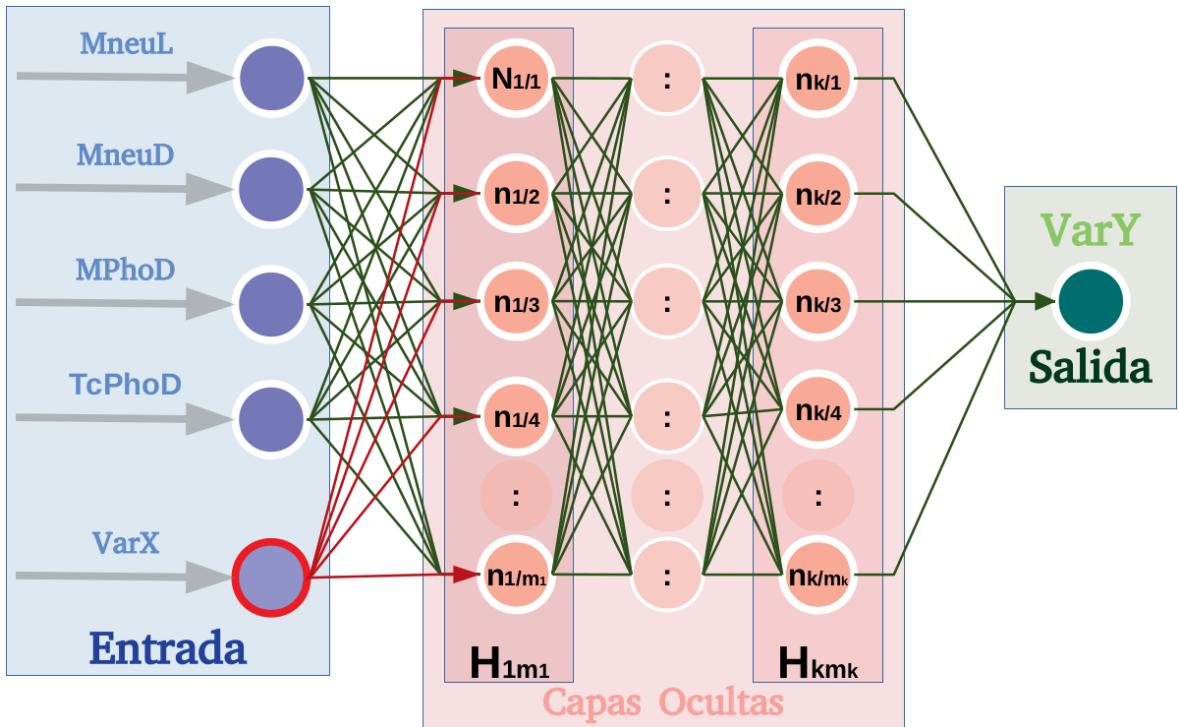


Figura 3-6: Diagrama de la estructura general de la red neuronal.

1171 nes iniciales de generación y una variable extra en el caso de que sea necesario.

1172 **Parámetros de confianza.**

1173 Con el fin de determinar si el modelo es adecuado, se hace necesario utilizar conceptos
 1174 de inferencia estadística tales como intervalos de confianza para los parámetros así como
 1175 pruebas de bondad de ajuste.

1176 El parámetro **RMSE** (Root Mean Square Error) es el error cuadrático medio o raíz de la
 1177 desviación cuadrática media. Este mide la cantidad de error que hay entre dos conjuntos de
 1178 datos, comparando un valor predicho y un valor observado o conocido, la ecuación que la
 1179 describe es:

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N |Y_i^{(\text{sm})} - Y_i^{(\text{real})}|^2}{N}} \quad (3-6)$$

1180 donde $Y_i^{(\text{sm})}$ es conjunto de datos predichos o simulados y $Y_i^{(\text{real})}$ se corresponde con el con-
 1181 junto de datos experimentales o observados.

1182 El parámetro **RMSE** es siempre no negativa, y un valor de 0 indicaría un ajuste perfecto a
 1183 los datos. Dado que es una raíz cuadrada del promedio de errores cuadrados, este parámetro

1184 es proporcional al tamaño del error cuadrado; por lo tanto, los errores mayores tienen un
1185 efecto desproporcionadamente mas grande, de aquí que sea sensible a los valores atípicos.

1186 Otra prueba ampliamente utilizada es la prueba de correlación de Pearson o coeficiente
1187 de determinación R^2 , esta se considera una prueba no paramétrica que mide la discrepancia
1188 entre una distribución observada y otra teórica, indicando en qué medida las diferencias exis-
1189 tentes entre ambas, una de sus bondades es que es independiente de la escala de medida de
1190 las variables. La fórmula que da el estadístico es:

$$R^2 = \frac{\sum_{i=1}^N Y_i^{(sm)} Y_i^{(real)}}{\sqrt{\left[\sum_{i=0}^N Y_i^{(sm)}\right]^2 \cdot \left[\sum_{i=0}^N Y_i^{(real)}\right]^2}} \quad (3-7)$$

1191 El valor de este índice de correlación varía en el intervalo $[-1, 1]$, indicando el signo el
1192 sentido de la relación, si $R^2 = 1(-1)$, existe una correlación positiva(negativa) perfecta. Si
1193 $R^2 = 0$, no existe relación lineal.

1194 3.2 Análisis de la señal sin detectores

1195 Para entender la señal del proceso que se está reconstruyendo para su estudio en esta
1196 investigación, se hace necesario su caracterización antes y después de simular su paso por las
1197 diferentes configuraciones del detector, estos procesos corresponden con la descomposición
1198 según lo muestra el diagrama de la Fig. 1-7.

1199 Variación del contenido muónico

1200 Algunos ejemplos del contenido muónico de los eventos se pueden mostrar en la Fig. 3-7,
1201 donde se puede visualizar los cambios dependientes del parámetro de generación masa del
1202 fotón oscuro m_{γ_D} . Se constató en la investigación de la señal, la invarianza de la distribución
1203 del contenido muónico por evento ante los cambios de la masa del neutralino oscuro m_{n_D} y
1204 del tiempo de vida del fotón oscuro $\tau_{c_{\gamma_D}}$, cuestión esperada por la teoría, ya que son elementos
1205 que no se esperan estar relacionados con los procesos de ruido que generen muones.

1206 Utilizando la notación de la ec. 3-1 tenemos:

$$IO(X, Y) = \begin{cases} 1 & \text{Si } X=Y \\ 0 & \text{Si } X \neq Y \end{cases} \quad (3-8)$$

$$\Delta f_{\text{rel}}^{(\geq 4\mu, \text{True})} = \left[\sum_i \mathbb{E}_i^{(\text{True})} \cdot (1 - \text{IO}(n_i^{(\mu, \text{True})}, 4)) \right] / \sum_i \mathbb{E}_i^{(\text{True})} \quad (3-9)$$

1207

$$\Delta f_n^{(\geq 4\mu, \text{True})} = \left[\sum_i n_i^{(\mu, \text{True})} \cdot \mathbb{E}_i^{(\text{True})} \cdot (1 - \text{IO}(n_i^{(\mu, \text{True})}, 4)) \right] / \sum_i n_i^{(\mu, \text{True})} \cdot \mathbb{E}_i^{(\text{True})} \quad (3-10)$$

1208 donde i hace referencia a los eventos, n a la cantidad de muones. La interpretación del
 1209 término $\Delta f_{\text{rel}}^{(\geq 4\mu, \text{True})}$ es referido al porcentaje de eventos poseedores de muones de otras se-
 1210 ñales no correspondiente a **Dark-SUSY**, y $\Delta f_n^{(\geq 4\mu, \text{True})}$ es el porcentaje de muones que se
 1211 corresponden a estas señales. Algunos ejemplos de estos parámetros se pueden visualizar en
 1212 la Tabla 3-2.

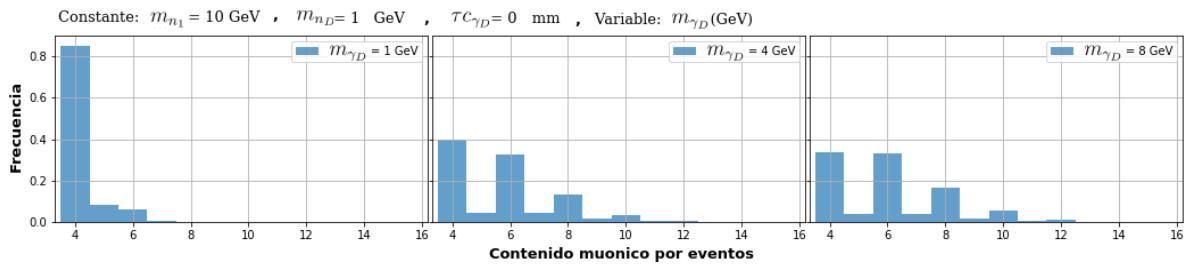


Figura 3-7: Variación del contenido muónico de los eventos antes de pasar por el detector.

m_{n_1} (GeV)	m_{n_D} (GeV)	m_{γ_D} (GeV)	τc_{γ_D} (mm)	$100 \cdot \Delta f_{\text{rel}}^{(\geq 4\mu, \text{True})}$	$100 \cdot \Delta f_n^{(\geq 4\mu, \text{True})}$
10	1	1	0	15.32	5.83
10	1	4	0	60.43	43.18
10	1	8	0	66.16	51.70

Tabla 3-2: Cambio del contenido muónico de procesos con variación de la masa de fotón oscuro m_{γ_D} .

1213

Variación del momento transversal de los muones

1214 Analizar la señal **Dark-SUSY** mediante las propiedades de los muones sin la reconstruc-
 1215 ción del detector dará una base de comparación y un mayor entendimiento de la teoría. Ade-
 1216 más, separar la información según los muones que provienen del decaimiento $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow$
 1217 $2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$ del resto de los procesos se hace necesario para estudiar la recons-
 1218 trucción conjunta de las señales. Se introduce la notación de las propiedades de una partícula

1219 $p = \{n_1, n_D, \gamma_D, \mu\}$, siendo la distribución de frecuencia dada por:

$$W_p^{(k/u)}(\mathbf{X}) \quad (3-11)$$

1220 donde $\mathbf{X} = \{m, \mathbf{PT}, \phi, \eta, \tau_c, \mathbf{T}, D_0, D_Z\}$ hace referencia a las propiedades a tratar, $k =$
1221 $\{\text{CMS, HL, True}\}$ hace referencia al detector usado y $u = \{\text{MSSMD, another, ALL}\}$ de-
1222 clara si el origen de los datos es correspondiente a la teoría **Dark-SUSY** o no.

1223 La distribución correspondiente al momento transversal de los muones $W_\mu^{(\text{True}/u)}(\mathbf{PT})$ pro-
1224 veniente del decaimiento **Dark-SUSY** ($u = \text{MSSMD}$), de otros procesos secundarios ($u =$
1225 another) y la unificación de los datos ($u = \text{ALL}$) se pueden visualizar en la Fig. 3-8. Con
1226 la comparación de las distribuciones se pudo evidenciar la variación de su morfología con
1227 el cambio del parámetro de generación masa del fotón oscuro m_{γ_D} y del neutralino oscuro
1228 m_{n_D} .

1229 Las distribuciones muestran que el $\sim 95\%$ de los muones correspondientes al decaimiento
1230 **Dark-SUSY** muestran su dominio para valores $\mathbf{PT} < 80 \text{ GeV}$, para los muones resultantes
1231 de procesos de ruido tenemos $\mathbf{PT} < 10 \text{ GeV}$. Además, se confirma una relación directa entre
1232 los estadísticos medios del momento transversal de los muones con el parámetro de genera-
1233 ción masa del fotón oscuro m_{γ_D} , de forma inversa con el parámetro de masa del neutralino
1234 oscuro m_{n_D} .

1235 Características del fotón oscuro

1236 Se hace necesario estudiar las propiedades del fotón oscuro de nuestra señal sin detector
1237 para poder entender y caracterizar

$$W_\gamma^{(\text{True/MSSMD})}$$

$$\mathbf{PT} (\text{GeV})$$

$$\mathbf{m} (\text{GeV})$$

$$\mathbf{T} (\text{mm})$$

$$D_0(\text{mm})$$

$$D_Z(\text{mm})$$

1244 3.3 Análisis de eventos

1245 Procesando la información relevante a la investigación se hace necesario identificar los
1246 eventos a los que se les dedicará el estudio, conocer la frecuencia de la cantidad de muones
1247 por eventos $E_i^{(j, k)}$ para los muones reconstruidos por los detectores en las configuraciones

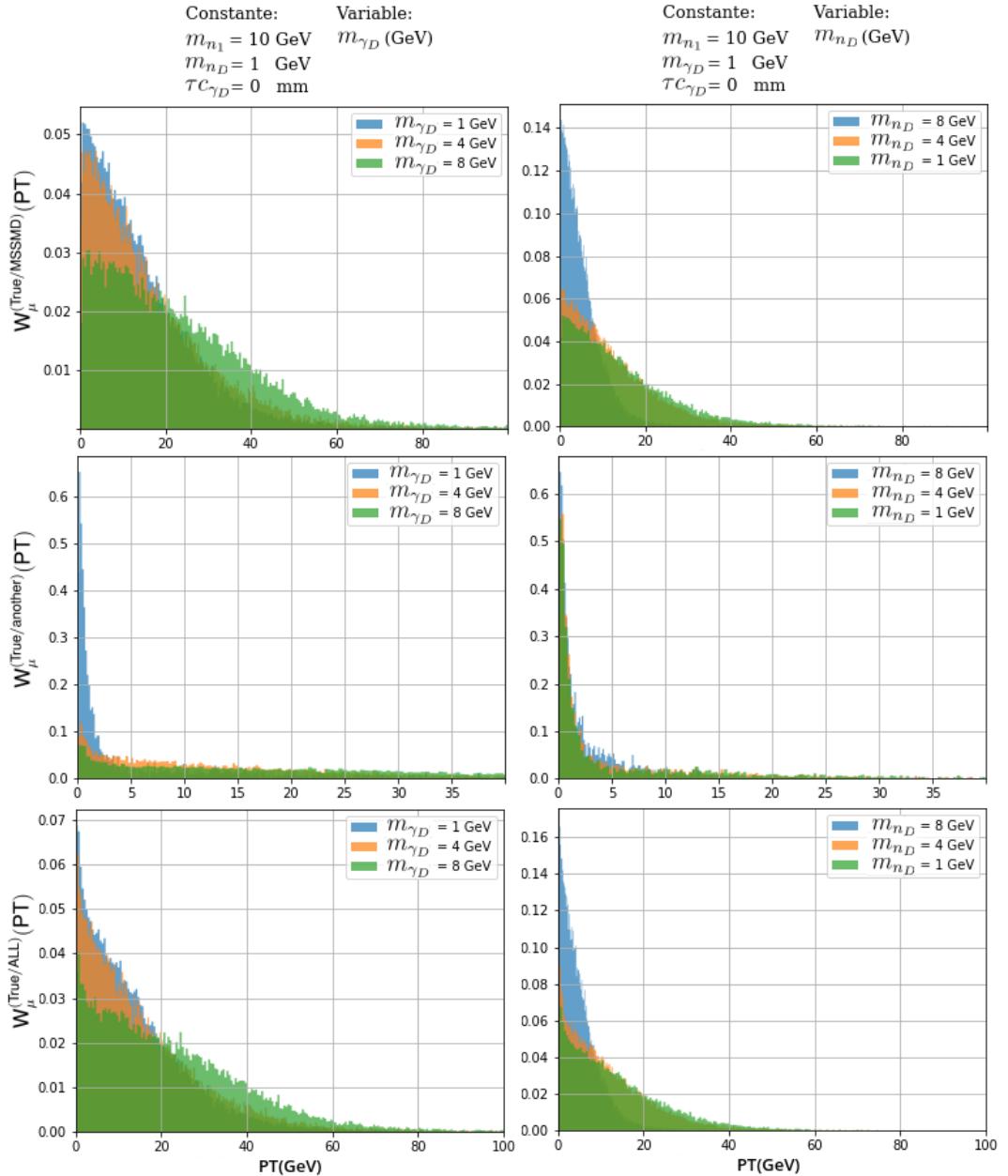


Figura 3-8: Variación de las distribuciones de los momentos transversales de los muones .

1248 CMS (correspondiente a Run-2) y HL (Alta Luminosidad) es el primer paso en la investiga-
 1249 ción.

1250 Las Figs. 3-10 muestran los histogramas normalizados de los porcentajes de eventos con
 1251 diferentes contenidos muónicos, estos son comparados ante el cambio de los parámetros
 1252 TcPhoD, MPhoD y MMeuD respectivamente. En estos gráficos se puede observar la alta
 1253 dependencia entre los valores normalizados de $E^{(j, k)}$ sobre los eventos totales (Event=

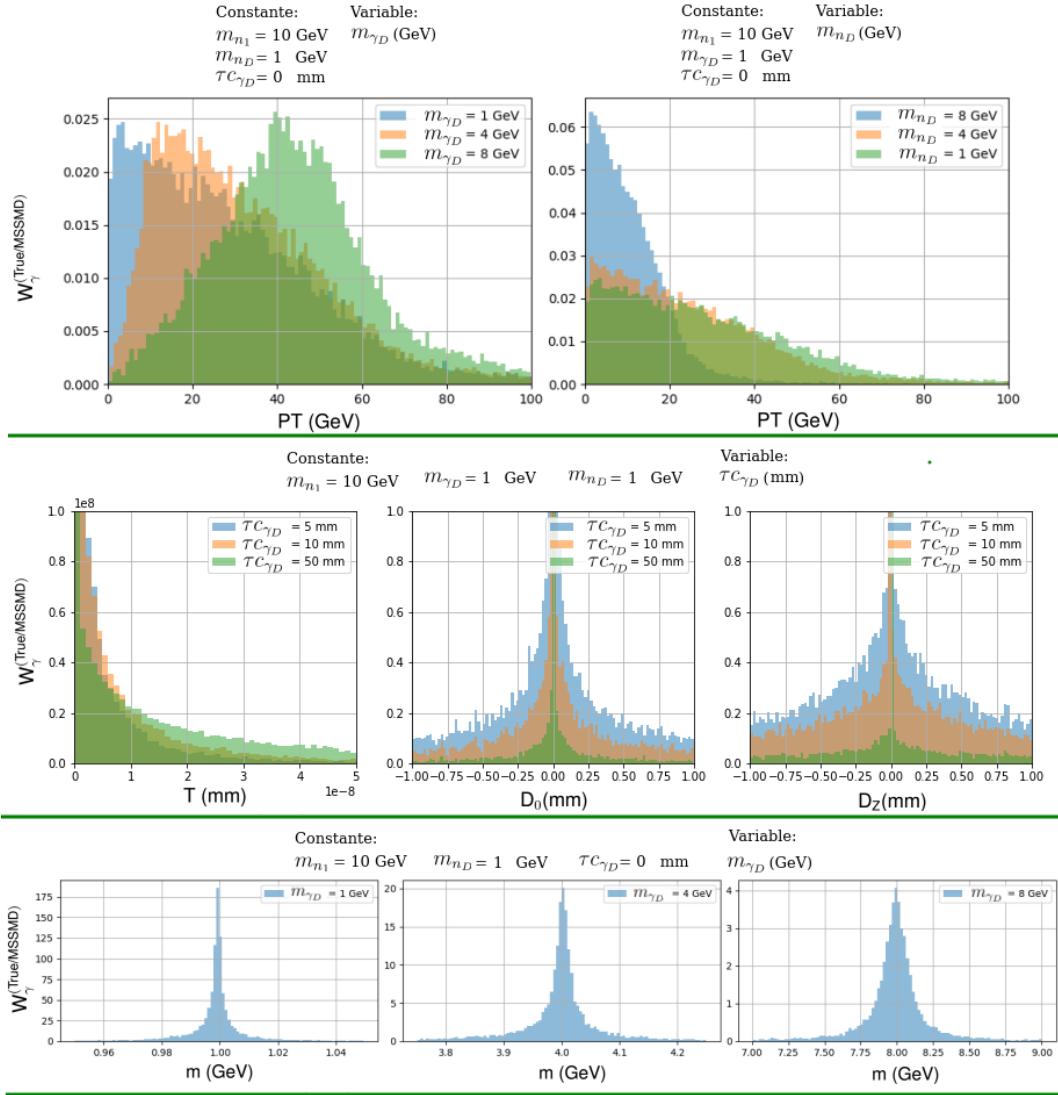


Figura 3-9: Variación de las propiedades del fotón oscuro con la variación de los parámetros de generación m_{γ_D} , m_{n_D} y τC_{γ_D} .

1254 10 000), y como estos varian con respecto a los parámetros de generación, identificar esta
 1255 dependencia se hace necesaria por motivos de caracterización y generalización.

1256 **Error en la elección de muestra.**

1257 Si consideramos que la forma de estas distribuciones corresponde con una gaussiana, el
 1258 error en la frecuencia es calculable:

$$\frac{\Delta \mathbb{E}^{(j, k)}}{\mathbb{E}^{(j, k)}} = Z_{\frac{\alpha}{2}} \sqrt{\frac{p(1-p)}{\mathbb{E}^{(j, k)}}} \quad (3-12)$$

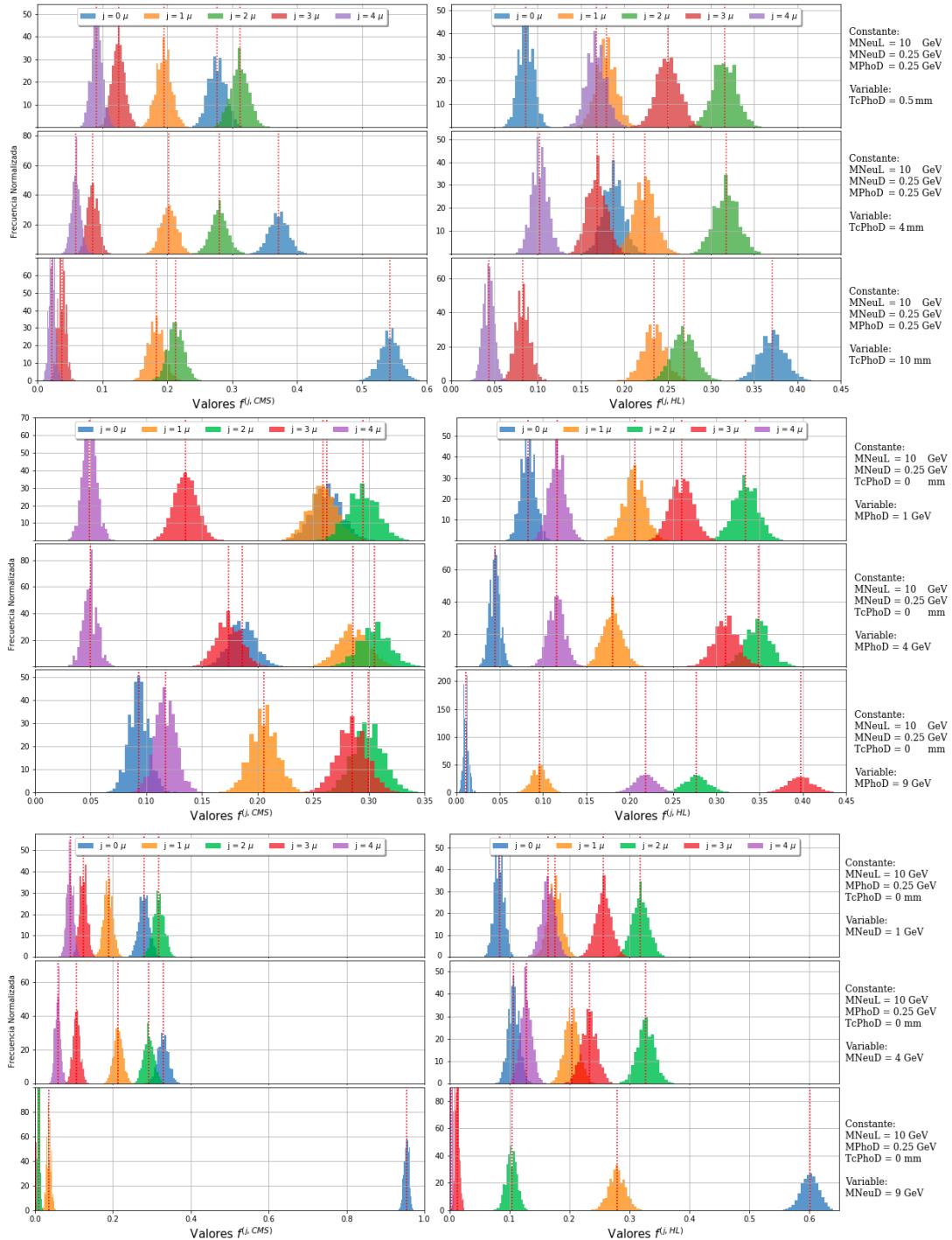


Figura 3-10: Distribuciones de frecuencia de las entradas $f^{(j, k)}$ ante cambios de TcPhoD, MPhoD y MNeuD.

1259 donde:

$Z_{\frac{\alpha}{2}}$ es un parámetro que depende del nivel de confianza $(1 - \alpha)$. Algunos de los valores más usados son: $Z_{0.1} = 1.65$, $Z_{0.05} = 1.96$ y $Z_{0.01} = 2.58$.

1260 p es la probabilidad ocurrencia, ya que no se conoce se toma el valor máximo posible de $p_{max} = 0.5$.

1261 Para realizar los análisis lo más general posible se denota una frecuencia adsoluta o por-
 1262 centual como:

$$f^{(j, k)} = \frac{\mathbb{E}^{(j, k)}}{\mathbb{E}^{(k)}} \quad (3-13)$$

1263 donde al sustituir en la ec. 3-12, tenemos:

$$\frac{\Delta f^{(j, k)}}{f^{(j, k)}} = Z_{\frac{\alpha}{2}} \sqrt{\frac{p(1-p)}{f^{(j, k)} \cdot \mathbb{E}^{(k)}}} \quad (3-14)$$

1264 Probabilidad de ocurrencia.

1265 Para cierta combinación de parámetros, los detectores en sus diferentes configuraciones
 1266 tienen una probabilidad p de ocurrencia o reconstrucción del muón, si se hace la suposición
 1267 de que esta probabilidad es fija para cierta morfología en las propiedades de los muones
 1268 entonces podemos hacer uso de la binomial para facilitar las comparaciones entre los eventos.

1269 Partiendo de la ecuación binomial:

$$f^{(j, k)} = \frac{n_{max}!}{n_j! (n_{max} - n_j)!} p^{n_j} (1-p)^{n_{max}-n_j} \quad (3-15)$$

1270 donde:

1271 $n_j = j$ número de muones. Para nuestras muestras los valores admisibles son $j = \{0, 1, 2, 3, 4\}$, resultado de lo cual $n_{max} = n_{4\mu} = 4$.
 1272 p es la probabilidad ocurrencia o reconstrucción de los muones.
 1273 Dado que el $\sim 80\%$ de los datos generados a los que se tiene acceso solo se posee informa-

ción de los eventos $\mathbb{E}^{(4\mu, k)}$, entonces podemos calcular la probabilidad de ocurrencia como:

$$f^{(4\mu, k)} = \frac{4!}{4! 0!} p^4 (1-p)^0 = p^4 \Rightarrow p = \sqrt[4]{f^{(4\mu, k)}} \quad (3-16)$$

1274 Finalmente sustituyendo la ec. 3-16 en ec. 3-15 tenemos:

$$f^{(j, k)} = \frac{n_{max}!}{n_j! (n_{max} - n_j)!} (f^{(4\mu, k)})^{\frac{n_j}{4}} (1 - (f^{(4\mu, k)})^{\frac{1}{4}})^{n_{max}-n_j} \quad (3-17)$$

1275 Con esta ecuación se podrá simular los valores $f^{(j, k)}$ para los datos con información reduci-
 1276 da, aunque dada las suposiciones que derivan de esta ecuación los errores observados de la
 1277 comparación con los datos reales pueden llegar a 20%,.

MNeuL (GeV)	MNeuD (GeV)	MPhoD (GeV)	TcPhoD (mm)	$f^{(0\mu, CMS)}$	$f^{(0\mu, HL)}$	$f^{(4\mu, CMS)}$	$f^{(4\mu, HL)}$
10	0.25	0.25	0.5	0.2777 ± 0.0068	0.0864 ± 0.0038	0.0920 ± 0.0040	0.1678 ± 0.0053
			2	0.3040 ± 0.0071	0.1227 ± 0.0045	0.0779 ± 0.0036	0.1355 ± 0.0047
			4	0.3718 ± 0.0078	0.1872 ± 0.0056	0.0597 ± 0.0032	0.1024 ± 0.0041
			10	0.5428 ± 0.0095	0.3710 ± 0.0079	0.0227 ± 0.0019	0.0433 ± 0.0027
			50	0.8570 ± 0.0119	0.7568 ± 0.0112	0.0016 ± 0.0005	0.0039 ± 0.0008
			100	0.9217 ± 0.0123	0.8664 ± 0.0120	0.0002 ± 0.0002	0.0006 ± 0.0003
10	0.25	2	0	0.2467 ± 0.0064	0.0699 ± 0.0034	0.0497 ± 0.0029	0.1135 ± 0.0043
			4	0.1862 ± 0.0055	0.0446 ± 0.0027	0.0494 ± 0.0029	0.1157 ± 0.0040
			6	0.1286 ± 0.0046	0.0253 ± 0.0021	0.0599 ± 0.0032	0.1456 ± 0.0049
			8	0.0998 ± 0.0040	0.0134 ± 0.0015	0.0957 ± 0.0040	0.1960 ± 0.0057
10	2	0.25	0	0.2929 ± 0.0069	0.0890 ± 0.0038	0.0852 ± 0.0038	0.1604 ± 0.0052
			4	0.3287 ± 0.0074	0.1072 ± 0.0042	0.0586 ± 0.0031	0.1281 ± 0.0046
			6	0.4265 ± 0.0084	0.1536 ± 0.0051	0.0221 ± 0.0019	0.0831 ± 0.0037
			8	0.7097 ± 0.0108	0.3203 ± 0.0073	0.0022 ± 0.0006	0.0193 ± 0.0018
20	1	1	0	—	—	0.0560 ± 0.0030	0.1176 ± 0.0044
			30	—	—	0.0480 ± 0.0028	0.1224 ± 0.0045
			40	—	—	0.0524 ± 0.0030	0.1319 ± 0.0047
			50	—	—	0.0583 ± 0.0031	0.1391 ± 0.0048

Tabla 3-3: Ejemplos de valores de frecuencia muónica para combinaciones de generación

1278 Correspondencia entre los eventos de interés y los parámetros de generación.

1279 Algunos ejemplos de estos resultados de valores de $f^{(0\mu, k)}$ y $f^{(4\mu, k)}$ los podremos obser-
 1280 var en la Tabla 3-3 y en los gráficos de la Fig. 3-11. En estos se puede observar una clara
 1281 tendencia en la frecuencia de casos $f^{(j, k)}$, en general se puede constatar la disminución de
 1282 eventos de interés con el aumento del tiempo de vida del fotón (TcPhoD) y de la masa del
 1283 neutralino oscuro (MNeuD), en contraste se registra aumento de los eventos de interés con
 1284 la masa del fotón oscuro, en el caso de cambios de la masa del neutralino ligero (MNeuL)
 1285 los datos muestran variaciones pequeñas en el rango definido por lo que la existencia de una
 1286 tendencia no es posible corroborar en el grupo de datos simulados.

1287 Regresión de datos de frecuencia $f^{(j, k)}$.

1288 Con la intención de realizar una caracterización eficiente de la cantidad de eventos de inte-
 1289 rés y de su dependencia con los parámetros de generación, se intenta utilizar métodos simples
 1290 de regresión para valorar la posibilidad de inferir información pertinente a la frecuencia de
 1291 los eventos. Para esto se utilizán los métodos presentados ya en la sección 3.1.3 mediante
 1292 una aproximación lineal como la propuesta en la ec. 3-5 y con una red neuronal como la
 1293 presentada en la Fig. 3-6.

1294 Al implementar el método de regresión polinomial sobre los datos $f^{(4\mu, CMS)}$ y $f^{(4\mu, HL)}$
 1295 considerando como valores independientes $x_i = \{ MNeuL, MNeuD, MPhoD, TcPhoD \}$ solo
 1296 hasta el orden $k = 6$ se logró encontrar una correspondencia entre los valores simulados y
 1297 los predichos, siendo corroborada por los parámetros de confianza **RMSE** y **R²** con valores

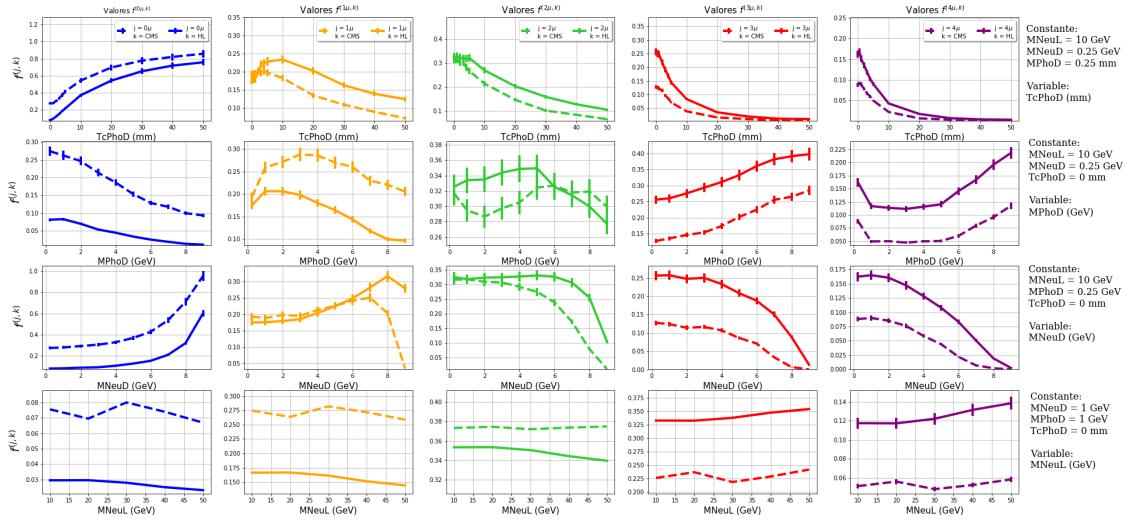


Figura 3-11: Distribuciones de frecuencia de las entradas $f^{(j, k)}$ ante cambios de MNeuD.

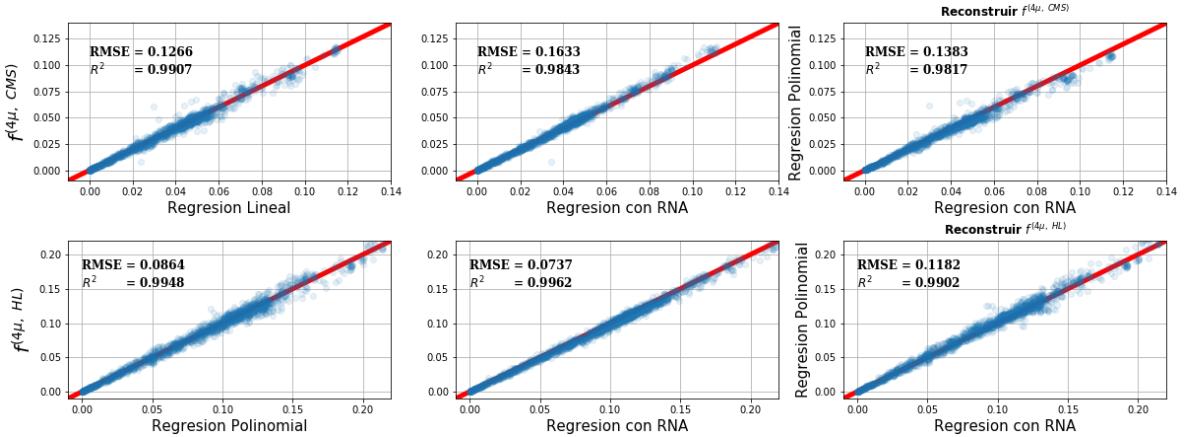


Figura 3-12: Resultados de la regresión de los valores de frecuencia $f^{(4\mu, k)}$.

1298 pequeños y cercanos a 1, respectivamente.

1299 Al realizar la regresión de las frecuencias $f^{(4\mu, k)}$ haciendo uso del método **RNA** según
1300 una configuración semejante a la Fig. 3-5 con $k = 4$ capas ocultas con cantidad de nodos
1301 $m_k = \{9, 7, 5, 3\}$ por cada uno respectivamente, se obtuvo un modelo con valores de
1302 **RMSE** y **R^2** comparables con los del método de regresión lineal explicado con anterioridad.

1303 En la Fig. 3-6 también se puede observar una comparación de los resultados de los dos
1304 métodos al intentar reconstruir la información de los valores de frecuencia $f^{(4\mu, k)}$ mostrando
1305 una alta linealidad en los resultados obtenidos validando su implementación como método de
1306 análisis. Al analizar los errores de estas predicciones con los datos originales se obtuvo que
1307 lo resultados diferencian hasta en un $\sim 30\%$, siendo una de las posibles consecuencias de

1308 estos altos errores el pequeño valor del parámetro de generación Event (ver sección 3.1.1).

1309 3.4 Generalidades de las propiedades independientes de los muones

1310 La caracterización de las propiedades de los muones es parte importante de este estudio,
1311 obtener las dependencias empíricas entre ellas y los posibles cambios en los límites de estas
1312 propiedades resultado del cambio de la eficiencia de los detectores en sus diferentes configura-
1313 ciones se hace necesario para comprender mejor como se visualiza la teoría investigada
1314 desde su reconstrucción por los detectores.

1315 Dado la necesidad de hacer referencia a las propiedades de los muones se hará uso de la
1316 variable χ , esta puede ocupar las variables:

1317 ■ **P**: momento de la partícula, normalmente referenciada por su proyección en dirección
1318 transversal $\mathbf{P}_\perp = \mathbf{P} \sin \theta$, donde θ es el ángulo polar, definido como aquel entre el vector
1319 momento y la dirección positiva del eje, normalmente utilizado ya que no es invariante
1320 frente a transformaciones de Lorentz.

1321
1322 ■ η : la pseudoapidez (también referida como Eta), esta representa la coordenada espacial
1323 que describe el ángulo de una partícula en relación con el eje del haz. Su ecuación
1324 tiene la forma:

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (3-18)$$

1325 ■ ϕ : ángulo azimutal (también referida como Phi).

1326
1327 ■ **T** tiempo de vida media, esta describe la descomposición de las partículas, se expresa
1328 comúnmente en términos de vida media, constante de descomposición o vida media. La
1329 probabilidad de descomposición se puede expresar como una función de distribución:

$$W(t) = Ae^{-\lambda t} \quad (3-19)$$

1330 Para normalizar esta función de distribución:

$$\int_0^\infty W(t)dt = \int_0^\infty Ae^{-\lambda t}dt = -\frac{1}{\lambda}Ae^{-\lambda t}\Big|_0^\infty = \frac{A}{\lambda} = 1 \quad (3-20)$$

1331 La probabilidad de que una partícula dada decaiga dentro del tiempo t viene dada por
1332 la integral de la función de distribución de descomposición de 0 a t . Esta no es la

1333 cantidad que deseamos calcular: queremos el tiempo promedio que la partícula existirá
 1334 sin descomponerse. La probabilidad de que una partícula no se descomponga es uno
 1335 menos la probabilidad de que se descomponga. La probabilidad de que una partícula
 1336 permanezca en el tiempo t es entonces:

$$P_W(t) = 1 - \int_0^t \lambda e^{-\lambda t'} dt' = 1 + e^{-\lambda t'} \Big|_0^t = e^{-\lambda t} \quad (3-21)$$

1337 El tiempo de supervivencia promedio es entonces el valor medio del tiempo usando
 1338 esta función de probabilidad tenemos.

$$\langle t \rangle = \tau = \int_0^t t e^{-\lambda t} dt / \int_0^t e^{-\lambda t} dt = \lambda \int_0^\infty e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad (3-22)$$

- 1339 - D₀: Parámetro de impacto transversal, se define como la distancia transversal al eje
 1340 del haz en el punto de maxima aproximacion, donde su signo esta dado de acuerdo al
 1341 momento angular de la traza alrededor de eje.
 1342
 1343 - D_Z: Parámetro de impacto longitudinal, definido como la posicion de la coordenada z
 1344 de la traza en el punto de maximo acercamiento.
 1345

1346 Ante la necesidad de hacer estadística con las variables χ definimos la frecuencia de cada
 1347 una de estas variables $\mathbb{F}_\chi^{(k)}(x)$ donde para un valor predefinido de resolución de la información
 1348 $\delta\chi$

$$\Theta(X, Y) = \begin{cases} 1 & X - \Delta X < Y \text{ and } Y < X + \Delta X \\ 0 & X - \Delta X > Y \text{ or } Y > X + \Delta X \end{cases} \quad (3-23)$$

$$\mathbb{F}_\chi^{(k)}(x) = \sum_{ji} \Theta(\chi_i^{(j,k)}, x) \quad (3-24)$$

$$f_\chi^{(k)}(x) = \mathbb{F}_\chi^{(k)}(x) / \sum_x \mathbb{F}_\chi^{(k)}(x) \quad (3-25)$$

1349 **Momento transversal.**

1350 En los gráficos superiores de la Fig. 3-13 se puede observar los valores de momento an-
 1351 gular de todos los muones reconstruidos para eventos $\mathbb{E}_i^{(4\mu, \text{CMS})}$ (configuración Run-2) y
 1352 $\mathbb{E}_i^{(4\mu, \text{HL})}$ (configuración en High Luminosity), en estos se puede visualizar las diferen-

1353 cias entre los rangos de detección donde para eventos $k = \text{CMS}$ el $\sim 99\%$ de los muones po-
 1354 seen $\sim 10 < P_t^{(4\mu, \text{CMS})} < \sim 100$, en contraste para $k = \text{HL}$ tenemos $\sim 0.1 < P_t^{(4\mu, \text{HL})} < \sim$
 1355 100. Este aumento de rango en HL para valores menores de $\sim 10 \text{ GeV}$ se puede ver que no
 1356 es sin pérdidas, se puede constatar un cambio en la forma de los gráficos, esto es debido a
 1357 que la inclusión de nuevos sensores en la configuración HL no poseen la misma eficiencia en
 1358 la reconstrucción de la información.

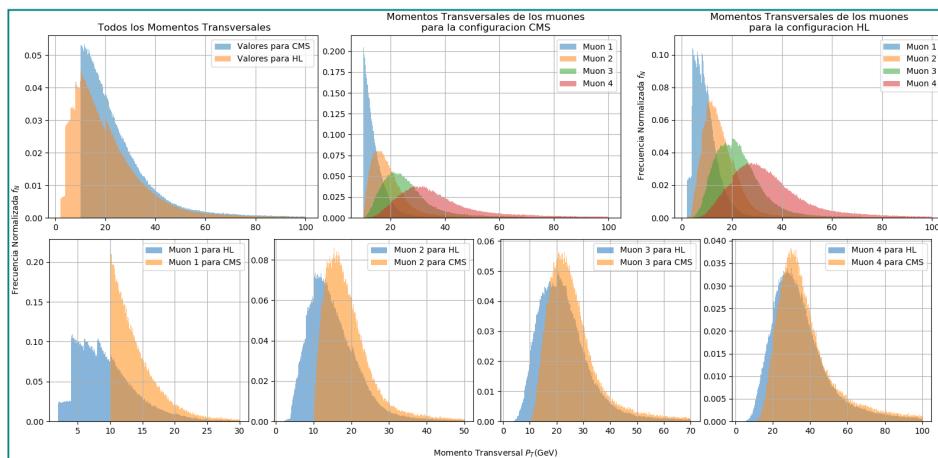


Figura 3-13: Caracterización global de los momentos transversales de nuestra población de muones reconstruidos.

1359 **Valores de angulo**

1360 Otro factor importante en la detección de los muones es el valor de Entonces de forma
 1361 generar se puede Además como límite superior se puede constatar que el se encuentran para
 1362 valores

1363 **3.5 Reconstrucción de los fotones oscuros**

1364 **3.5.1 Reconstrucción de los eventos con 4 muones**

1365 **3.5.2 Reconstrucción de los eventos con menos de 4 muones**

1366 **3.5.3 Reconstrucción total de fotones oscuros**

1367 **3.6 Aislamiento**

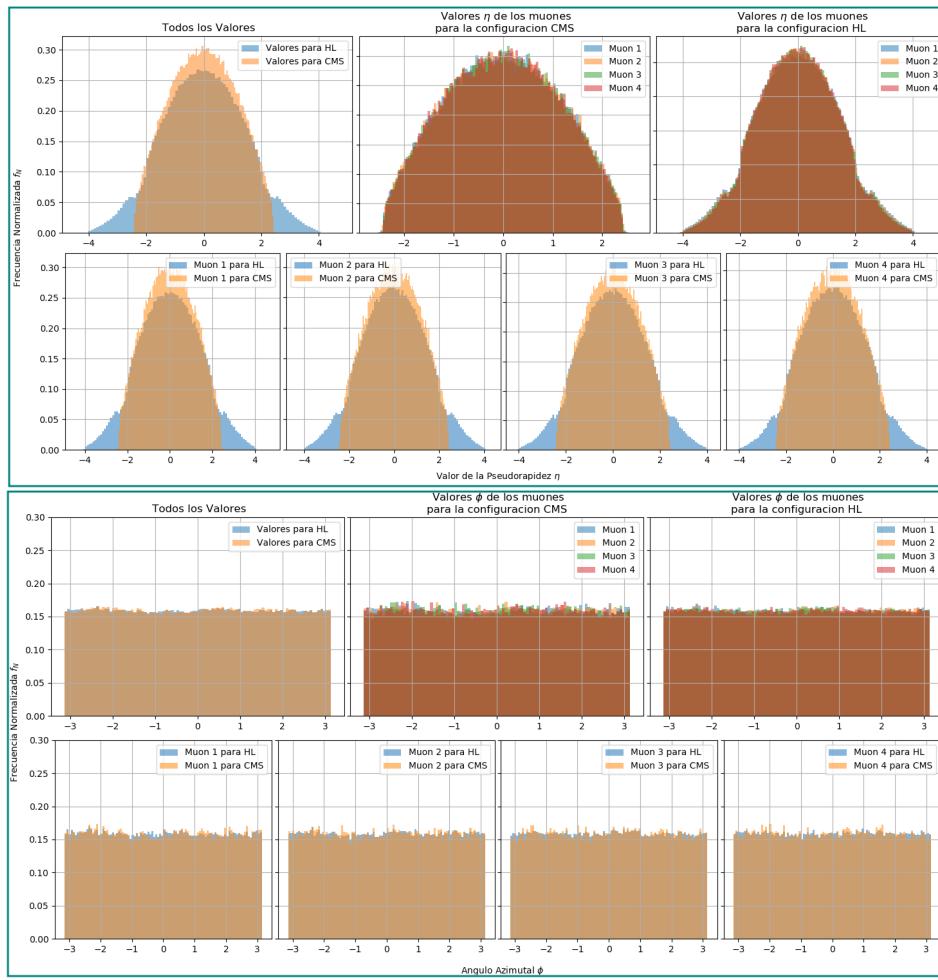


Figura 3-14: Grupo total de datos generados para los eventos de interes.

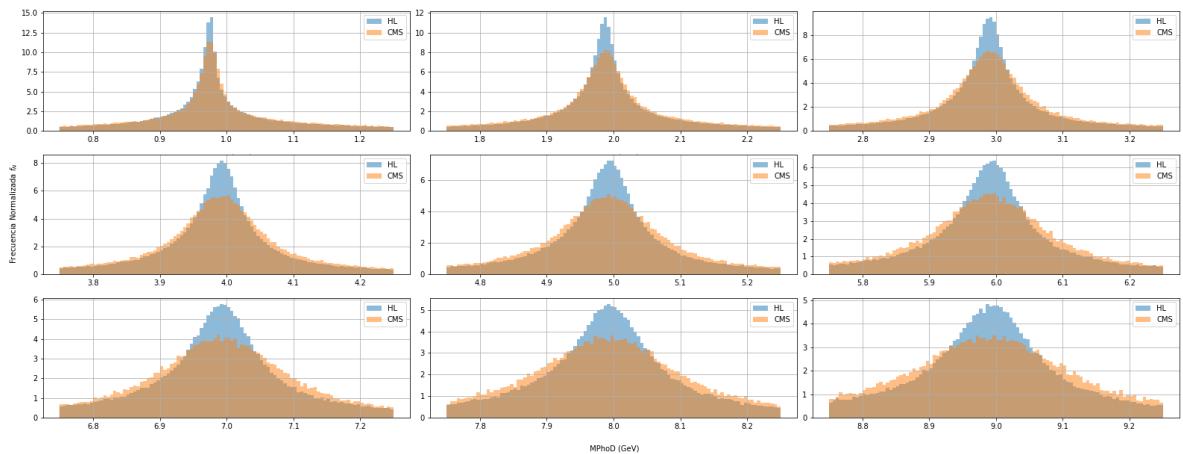


Figura 3-15: .

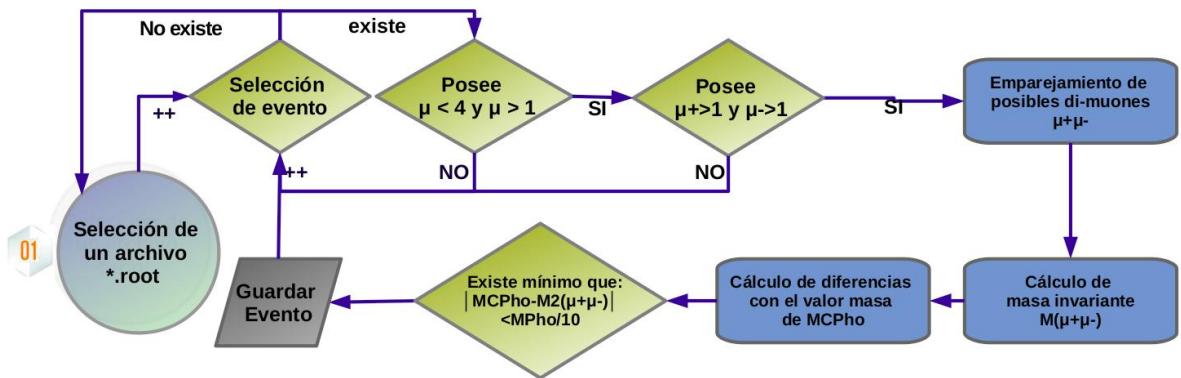


Figura 3-16: Diagrama de flujo de programación para el análisis de los eventos con 3 y dos muones.

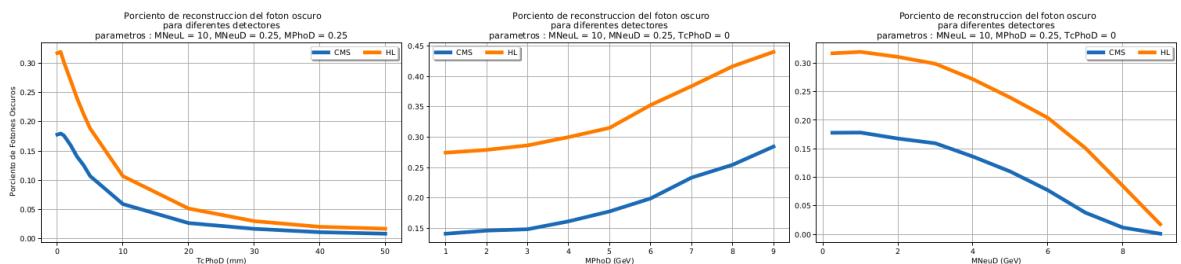


Figura 3-17: Análisis del porcentaje de reconstrucción de los fotones oscuros.

¹³⁶⁸ Apéndice A – Experimentos de Materia Oscura

¹³⁶⁹ Muchos fenómenos cosmológicos han dado indicios de la existencia de materia oscura
¹³⁷⁰ en sus diferentes composiciones teóricas, dado por lo cual un gran conjunto de experimen-
¹³⁷¹ tos han sido dedicados únicamente con la intención de obtener información pertinente en la
¹³⁷² comprensión de su composición y explicación de su comportamiento, existen dos métodos
¹³⁷³ para realizar mediciones dimensionales.

¹³⁷⁴ Los métodos de detección directa intentan detectar las esporádicas interacciones que, a
¹³⁷⁵ su paso por la Tierra, podrían experimentar las partículas de materia oscura con un material
¹³⁷⁶ adecuado y muy bien aislado del entorno. Algunos experimentos de masa oscura son:

¹³⁷⁷ **ADMX (Axion Dark Matter eXperiment) :**

- ¹³⁷⁸ ■ **Nombre:** Experimento de Materia Oscura Axion
- ¹³⁷⁹ ■ **Resumen:** Utiliza una cavidad de microondas resonante dentro de un gran imán super-
conductor para buscar axiones de materia oscura fría en el halo local de materia oscura
galáctica.
- ¹³⁸² ■ **Página del proyecto :** <https://depts.washington.edu/admx/publications.shtml#>

¹³⁸³ **ANAIS (Annual modulation with NaI Scintillators) :**

- ¹³⁸⁴ ■ **Nombre:** Modulación anual con NaI Centelleador.
- ¹³⁸⁵ ■ **Resumen:** Busca la modulación anual de la señal con centelleadores de *NaI* con el
objetivo de detectar directamente la Materia Oscura galáctica a través de su dispersión
con los núcleos blanco de un cristal de NaI(Tl) radiopuro. Esta señal de Materia Oscura
debería estar modulada anualmente debido al cambio de la velocidad relativa **WIMP-**
núcleo, consecuencia de la rotación de la Tierra alrededor del Sol.
- ¹³⁹⁰ ■ **Página del proyecto :** <https://gifna.unizar.es/anais/>.

¹³⁹¹ **ArDM (Argon Dark Matter):**

- ¹³⁹² ■ **Nombre:** Materia Oscura en el Argón.

- 1393 ■ **Resumen:** Busca medir y observando electrones libres de ionización y fotones de cen-
1394 telleo, que son producidos por la interacción de su núcleo con los átomos vecinos y de
1395 esta forma relacionarla con la dispersión elástica de **WIMP** de los núcleos de argón
1396 líquido del que esta hecho el detector.
1397 ■ **Página del proyecto:** https://wikimili.com/en/China_Jinping_Underground_Labora-
1398 tory.

1399 **CDMS (Cryogenic Dark Matter Search)**

- 1400 ■ **Nombre:** Buscando Materia Oscura Criogénica
1401 ■ **Resumen:** Busca utilizando una serie de detectores de semiconductores a temperatu-
1402 ras de milikelvin encontrar los límites más sensibles en las interacciones de la materia
1403 oscura **WIMP** con materiales terrestres y de esta manera detectar directamente la ma-
1404 teria oscura. Constituye una serie de experimentos continuos: el **CDMS I**, **CDMS II**,
1405 el **SuperCDMS** y en la actualidad continua con **SuperCDMS SNOLAB**.
1406 ■ **Página del proyecto :** <https://supercdms.slac.stanford.edu/>

1407 **DAMA/NaI experiment**

- 1408 ■ **Nombre:** Experimento DAMA/NaI
1409 ■ **Resumen:** Características semejantes al experimento **ANALIS** con mas de 7 años de
1410 datos de datos recopilados, fue continuado su estudio con el experimento **DAMA/LI-
1411 BRA**.
1412 ■ **Página del proyecto :** <https://people.roma2.infn.it/~dama/web/home.html>

1413 **DarkSide**

- 1414 ■ **Nombre:** DarkSide
1415 ■ **Resumen:** Busca con la construcción y operación de una serie de cámaras de pro-
1416 yección de tiempo o **TPC** (Time Projection Chamber) de argón líquido para detectar
1417 **WIMPs**.
1418 ■ **Página del proyecto :** <http://darkside.lngs.infn.it/>

1419 **DEAP (Dark matter Experiment using Argon Pulse-shape discrimination)**

- 1420 ■ **Nombre:** Experimento de materia oscura con discriminación de forma de pulso de
1421 argón
1422 ■ **Resumen:**) Busca discriminación de fondo basada en la característica forma de pulso
1423 de centelleo del argón permitiendo medir directamente **WIMP**.

1424 ■ **Página del proyecto :** <http://deap3600.ca/>

1425 Otros experimentos :

- 1426 ■ **MACRO** (Monopole, Astrophysics and Cosmic Ray Observatory),
1427 **Página del proyecto :** https://hepwww.pp.rl.ac.uk/groups/ukdmc/ukdmc_old.html
- 1428 ■ **PandaX** (Particle and Astrophysical Xenon Detector),
1429 **Página del proyecto :** <https://pandax.sjtu.edu.cn/>
- 1430 ■ **WARP** (WIMP ARgon Programme),
1431 **Página del proyecto :** <https://ztopics.com/WIMP%20Argon%20Programme/>
- 1432 ■ **XENON**,
1433 **Página del proyecto :** <http://www.xenon1t.org/>
- 1434 ■ **ZEPLIN-III** dark matter experiment,
1435 **Página del proyecto :** <https://zeplin.io/>
- 1436 ■ **UKDMC** (UK Dark Matter Collaboration),
1437 **Página del proyecto :** <https://hepwww.pp.rl.ac.uk/groups/ukdmc/ukdmc.html>

1438 Otro mecanismo de investigación es cuando el valor de la propiedad física se obtiene a partir
1439 de lecturas directas de otras propiedades y de una expresión matemática que las relacione.
1440 Las medidas indirectas calculan el valor de la medida mediante una expresión matemática
1441 fundamentada por la teoría, previo cálculo de las magnitudes que intervienen en la expresión
1442 por medidas directas. Algunas investigaciones relacionadas con este mecanismo son:

1443 ■ **AMS-02** (Alpha Magnetic Spectrometer)

- 1444 ■ **Nombre:** Espectrómetro Magnético Alfa
1445 ■ **Resumen:** Busca con un detector localizado en Estación Espacial Internacional o **ISS**
1446 (International Space Station) medir la antimateria en los rayos cósmicos, detectando
1447 picos en el flujo de positrones, antiprotones o rayos gamma pudiendo indicar la presen-
1448 cia de neutralinos. El **AMS-01** es referido al prototipo de **AMS**, contenido este una
1449 versión simplificada del detector usado. Algunos de sus resultados se muestran en las
1450 referencias Li *et al.* [2017]; Battiston [2008]
1451 ■ **Página del proyecto :** <https://ams.nasa.gov/>

1452 ■ **ANTARES** (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch
1453 project)

- 1454 ■ **Nombre:** Astronomía con un Proyecto de Investigación Ambiental del Telescopio de
1455 Neutrinos y Abyss.

- **Resumen:** Busca con sus tubos fotomultiplicadores detectar la radiación Cherenkov emitida cuando el muón pasa a través del agua, las técnicas de detección utilizadas consiguen en distinguir entre la señal de muones "que van hacia arriba", de neutrinos muónicos que interaccionan antes de llegar por debajo al detector y del alto flujo de muones procedentes de la atmósfera, con los datos y la alta resolución de estos pretende buscar indicaciones de materia oscura detectando el proceso de aniquilación del neutralino en el Sol. El proyecto **ANTARES** complementa el Observatorio de Neutrinos IceCube en la Antártida. Otros telescopios de neutrinos diseñados para su uso en el área cercana incluyen el telescopio griego **NESTOR** y el italiano **NEMO**.
 - **Página del proyecto :** <https://antares.in2p3.fr/>
<https://icecube.wisc.edu/>
<https://cds.cern.ch/record/5841>
<http://nemo.in2p3.fr/nemow3/index.html>

CALET (CALorimetric Electron Telescope)

- **Nombre:** Telescopio de electrones calorimétrico
 - **Resumen:** Busca realizar un seguimiento de la trayectoria de electrones, protones, núcleos y rayos gamma, mediante la medición de su dirección, carga y energía, para esto hace uso de un telescopio espacial de alta precisión.
 - **Página del proyecto :** <https://iss.jaxa.jp/en/kiboe/exp/ef/calet>

DAMPE (DArk Matter Particle Explorer)

- **Nombre:** Explorando Partículas de Materia Oscura
 - **Resumen:** Busca señal de descomposición indirecta de un hipotético candidato de materia oscura **WIMP** mediante la detección rayos gamma de alta energía, electrones e iones de rayos cósmicos, para esto se hace uso de un telescopio espacial localizado en el satélite **CAS**.
 - **Página del proyecto :** <http://dpnc.unige.ch/dampe/>

FGST (Fermi Gamma-ray Space Telescope)

- **Nombre:** Telescopio Espacial de Area Grande de Rayos Gamma
 - **Resumen:** Busca haciendo uso de un observatorio espacial muestras astronómicas de rayos gamma desde la órbita terrestre baja para estudiar fenómenos astrofísicos y cosmológicos como núcleos galácticos activos, púlsares, otras fuentes de

1487 alta energía y materia oscura. Su instrumento principal es el Telescopio de Área Gran-
1488 de o **LAT** (Large Area Telescope), con el cual los astrónomos pretenden realizar un
1489 levantamiento de todo el cielo.

- 1490 ■ **Página del proyecto :** <https://glast.sites.stanford.edu/>

1491 **PAMELA** (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics)

- 1492 ■ **Nombre:** Exploración de la Materia-Antimateria y Astrofísica de los Núcleos de Luz.
1493 ■ **Resumen:** Busca estudiar y detectar rayos cósmicos, con un enfoque particular en su
1494 componente antimateria, en forma de positrones y antiprotones, además monitorea a
1495 largo plazo de la modulación solar de los rayos cósmicos, partículas energéticas del
1496 Sol, partículas de alta energía en la magnetosfera de la Tierra y electrones jovianos,
1497 con el objetivo de detectar evidencia de aniquilación de materia oscura.

- 1498 ■ **Página del proyecto :** <https://pamela.roma2.infn.it/>

1499 **MASS** (Matter Antimatter Superconducting Spectrometer)

- 1500 ■ **Nombre:** Espectrómetro Superconductor de Materia-Antimateria.
1501 ■ **Resumen:** Busca con la adaptación de la configuración básica de la Instalación de
1502 Imanes en Globo investigar partículas de alta energía usando un espectrómetro de imán
1503 superconductor, un dispositivo de tiempo de vuelo, un contador de gas cherenkov y
1504 un calorímetro de imagen de tubo streamer, de esta manera medir antiprotones en el
1505 rango de energías entre $4 - 20 \text{ GeV}$ y positrones de aproximadamente $4 - 10 \text{ GeV}$.
1506 Se utilizó la misma configuración del experimento **MASS-1** excepto por el sistema de
1507 seguimiento.
- 1508 ■ **Página del proyecto :** <https://stratocat.com.ar/fichas-e/1991/FSU-19910923.htm>

1509 **CAPRICE** (Cosmic AntiParticle Ring Imaging Cherenkov Experiment)

- 1510 ■ **Nombre:** Experimento Cósmico de Imágenes de Anillo de Antipartículas de Cheren-
1511 kov.
1512 ■ **Resumen:** Busca estudiar el flujo de rayos cósmicos sin demasiado fondo de partículas
1513 producidas atmosféricamente, esto es posible por el uso de un espectrómetro capaz de
1514 discriminar entre diferentes partículas. El proyecto se enfoca en estudiar los núcleos de
1515 antimateria, luz en los rayos cósmicos así como los muones en la atmósfera, específi-
1516 camente mide el flujo de las antipartículas (antiprotones y positrones) por encima de
1517 aproximadamente 5 GeV y relaciona los flujos con modelos que incluyen la producción
1518 exótica de antipartículas como partículas supersimétricas de materia oscura.

1519 ■ **Página del proyecto :** <https://cds.cern.ch/record/5608>

1520 **HEAT (High-Energy Antimatter Telescope)**

1521 ■ **Nombre:** Telescopio de Antimateria de Altas Energías

1522 ■ **Resumen:** Busca optimizar la detección e identificación de electrones de rayos cósmicos y positrones a energías de aproximadamente 1 GeV hasta 50 GeV , mediante la implementación de un imán superconductor de dos bobinas y un hodoscopio de seguimiento de precisión, complementado con un sistema de tiempo de vuelo, un detector de radiación de transición y un contador de ducha electromagnético, de esta forma medir la diferencia en el tiempo entre la detección de una partícula ionizante en un tubo de deriva y un impulso generado por el disparador del experimento. Algunos de sus resultados se muestran en la referencia Hooper y Kribs [2004].

1529 ■ **Página del proyecto :** <http://stratocat.com.ar/fichas-e/1994/FSU-19940503.htm>

1531 **LHC (Large Hadron Collider)**

1532 ■ **Nombre:** Gran Colisionador de Hadrones

1533 ■ **Resumen:** Ya que debido a que una partícula de materia oscura debería tener interacciones insignificantes con la materia visible normal, entonces estas interacciones pueden detectarse indirectamente como energía y momento faltantes que escapan de los detectores como resultado de las colisiones de haces de protones. Cualquier descubrimiento en las búsquedas de los colisionadores debe ser corroborado por resultados en los sectores de detección indirecta o directa en otros experimentos.

1539 ■ **Página del proyecto :** <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>.
1540

1541 Otros experimentos :

1542 ■ **MOA (Microlensing Observations in Astrophysics)**

1543 **Página del proyecto :** http://www.tekapotourism.co.nz/info/mt_john.html

1544 ■ **VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System)**

1545 **Página del proyecto :** <https://veritas.sao.arizona.edu/>

¹⁵⁴⁶ **Apéndice B – Name of Appendix B**

1547 **Bibliografía**

- 1548 ALWALL, J., FREDERIX, R., FRIXIONE, S., HIRSCHI, V., MALTONI, F., MATTELAER,
1549 O., SHAO, H.S., STELZER, T., TORRIELLI, P., Y ZARO, M. The automated computation
1550 of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to
1551 parton shower simulations. *Journal of High Energy Physics* **2014**(7):79 (2014). ArXiv:
1552 1405.0301
- 1553 BATTISTON, R. The anti matter spectrometer (AMS-02): a particle physics detector in space.
1554 *Journal of Physics: Conference Series* **116**:012001 (2008)
- 1555 BERGH, S.V.D. The Early History of Dark Matter. *Publications of the Astronomical Society
of the Pacific* **111**(760):657–660 (1999). ArXiv: astro-ph/9904251
- 1557 BINOTH, T., GUFFANTI, A., GUILLET, J.P., HEINRICH, G., KARG, S., KAUER, N., MER-
1558 TSCH, P., REITER, T., REUTER, J., Y SANGUINETTI, G. Precise predictions for LHC
1559 using a GOLEM. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* **183**:91–96 (2008). Ar-
1560 Xiv: 0807.0605
- 1561 BUCKLEY, A., FERRANDO, J., LLOYD, S., NORDSTROM, K., PAGE, B., RUEFENACHT,
1562 M., SCHOENHERR, M., Y WATT, G. LHAPDF6: parton density access in the LHC preci-
1563 sion era. *The European Physical Journal C* **75**(3):132 (2015). ArXiv: 1412.7420
- 1564 BUONOCORE, L., FRUGUEULE, C., MALTONI, F., MATTELAER, O., Y TRAMONTANO, F.
1565 Event generation for beam dump experiments. *Journal of High Energy Physics* **2019**(5):28
1566 (2019). ArXiv: 1812.06771
- 1567 COLLABORATION, A. Search for long-lived neutral particles decaying into lepton jets in
1568 proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *Journal of High
1569 Energy Physics* **2014**(11):88 (2014). ArXiv: 1409.0746
- 1570 COLLABORATION, A. Search for new light gauge bosons in Higgs boson decays to four-
1571 lepton final states in \$pp\$ collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS detector at the
1572 LHC. *Physical Review D* **92**(9):092001 (2015). ArXiv: 1505.07645

- 1573 COLLABORATION, A. Search for new phenomena in events with at least three photons
1574 collected in \$pp\$ collisions at \$\sqrt{s} = 8\$ TeV with the ATLAS detector. *The European*
1575 *Physical Journal C* **76**(4):210 (2016a). ArXiv: 1509.05051
- 1576 COLLABORATION, A. Search for the Higgs boson produced in association with a \$W\$ boson
1577 and decaying to four \$b\$-quarks via two spin-zero particles in \$pp\$ collisions at 13 TeV
1578 with the ATLAS detector. *The European Physical Journal C* **76**(11):605 (2016b). ArXiv:
1579 1606.08391
- 1580 COLLABORATION, A. Search for Higgs boson decays to beyond-the-Standard-Model light
1581 bosons in four-lepton events with the ATLAS detector at \$\sqrt{s}=13\$ TeV. *Journal of*
1582 *High Energy Physics* **2018**(6):166 (2018a). ArXiv: 1802.03388
- 1583 COLLABORATION, A. Search for the Higgs boson produced in association with a vector
1584 boson and decaying into two spin-zero particles in the \$H \rightarrow aa \rightarrow 4b\$
1585 channel in \$pp\$ collisions at \$\sqrt{s} = 13\$ TeV with the ATLAS detector. *Journal of*
1586 *High Energy Physics* **2018**(10):31 (2018b). ArXiv: 1806.07355
- 1587 COLLABORATION, C. Search for a non-standard-model Higgs boson decaying to a pair of
1588 new light bosons in four-muon final states. *Physics Letters B* **726**(4-5):564–586 (2013).
1589 ArXiv: 1210.7619
- 1590 COLLABORATION, C. Search for a very light NMSSM Higgs boson produced in decays of
1591 the 125 GeV scalar boson and decaying into tau leptons in pp collisions at \$\sqrt{s} = 8\$ TeV.
1592 *Journal of High Energy Physics* **2016**(1):79 (2016c). ArXiv: 1510.06534
- 1593 COLLABORATION, C. Search for a very light NMSSM Higgs boson produced in decays of
1594 the 125 GeV scalar boson and decaying into tau leptons in pp collisions at \$\sqrt{s} = 8\$ TeV.
1595 *Journal of High Energy Physics* **2016**(1):79 (2016d). ArXiv: 1510.06534
- 1596 COLLABORATION, C. Search for an exotic decay of the Higgs boson to a pair of light
1597 pseudoscalars in the final state of two muons and two \$\tau\$ leptons in proton-proton
1598 collisions at \$\sqrt{s} = 13\$ TeV. *Journal of High Energy Physics* **2018**(11):18 (2018c).
1599 ArXiv: 1805.04865
- 1600 COLLABORATION, C. Search for an exotic decay of the Higgs boson to a pair of light pseu-
1601 doscalars in the final state with two b quarks and two \$\tau\$ leptons in proton-proton colli-
1602 sions at \$\sqrt{s} = 13\$ TeV. *Physics Letters B* **785**:462–488 (2018d). ArXiv: 1805.10191

- 1603 COLLABORATION, C. A search for pair production of new light bosons decaying into muons
1604 in proton-proton collisions at 13 TeV. *Physics Letters B* **796**:131–154 (2019). ArXiv:
1605 1812.00380
- 1606 COLLABORATION, L. Search for Higgs-like bosons decaying into long-lived exotic particles.
1607 *The European Physical Journal C* **76**(12):664 (2016). ArXiv: 1609.03124
- 1608 COLLESS, M. Y DUNN, A.M. Structure and Dynamics of the Coma Cluster. *The Astrophysical Journal* **458**:435 (1996). ArXiv: astro-ph/9508070
- 1610 CONTE, E., FUKS, B., Y SERRET, G. MadAnalysis 5, a user-friendly framework for colli-
1611 der phenomenology. *Computer Physics Communications* **184**(1):222–256 (2013). ArXiv:
1612 1206.1599
- 1613 DE FAVEREAU, J., DELAERE, C., DEMIN, P., GIAMMANCO, A., LEMAÎTRE, V., MER-
1614 TENS, A., Y SELVAGGI, M. DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a
1615 generic collider experiment. *Journal of High Energy Physics* **2014**(2):57 (2014a). ArXiv:
1616 1307.6346
- 1617 DE FAVEREAU, J., DELAERE, C., DEMIN, P., GIAMMANCO, A., LEMAÎTRE, V., MER-
1618 TENS, A., Y SELVAGGI, M. DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a
1619 generic collider experiment. *Journal of High Energy Physics* **2014**(2):57 (2014b). ArXiv:
1620 1307.6346
- 1621 DENNER, A., DITTMAYER, S., Y HOFER, L. Collier: a fortran-based Complex One-Loop
1622 Library in Extended Regularizations. *Computer Physics Communications* **212**:220–238
1623 (2017). ArXiv: 1604.06792
- 1624 DEUR, A. Relativistic corrections to the rotation curves of disk galaxies. *arXiv:2004.05905*
1625 [*astro-ph, physics:gr-qc*] (2020). ArXiv: 2004.05905
- 1626 ELLIS, R.K. Y ZANDERIGHI, G. Scalar one-loop integrals for QCD. *Journal of High Energy
1627 Physics* **2008**(02):002–002 (2008). ArXiv: 0712.1851
- 1628 HIRSCHI, V. Y PERARO, T. Tensor integrand reduction via Laurent expansion. *Journal of
1629 High Energy Physics* **2016**(6):60 (2016). ArXiv: 1604.01363
- 1630 HOOPER, D. Y KRIBS, G.D. Kaluza-Klein Dark Matter and the Positron Excess. *Physical
1631 Review D* **70**(11):115004 (2004). ArXiv: hep-ph/0406026

- 1632 KURODA, M. Complete Lagrangian of MSSM. *arXiv:hep-ph/9902340* (2005). ArXiv: hep-
1633 ph/9902340
- 1634 LI, Z.Y., MENDEZ, C.J.D., GIOVACCHINI, F., HAINO, S., Y HOFFMAN, J. Antiproton
1635 identification below threshold with the AMS-02 RICH detector. *Chinese Physics C*
1636 **41**(5):056001 (2017). Publisher: IOP Publishing
- 1637 MARSH, G.E. Strings, Topological Change and Dark Matter. *arXiv:1909.01077 [gr-qc,*
1638 *physics:hep-th, physics:physics]* (2019). ArXiv: 1909.01077
- 1639 MASTROLIA, P., MIRABELLA, E., Y PERARO, T. Integrand reduction of one-loop scattering
1640 amplitudes through Laurent series expansion. *Journal of High Energy Physics* **2012**(6):95
1641 (2012). ArXiv: 1203.0291
- 1642 MIELKE, E.W., FUCHS, B., Y SCHUNCK, F.E. Dark Matter Halos as Bose-Einstein Condensates.
1643 *The Tenth Marcel Grossmann Meeting* págs. 39–58 (2006). ArXiv: astro-
1644 ph/0608526
- 1645 NAGY, Z. Y SOPER, D.E. What is a parton shower? *Physical Review D* **98**(1):014034 (2018).
1646 ArXiv: 1705.08093
- 1647 PERARO, T. Ninja: Automated Integrand Reduction via Laurent Expansion for One-Loop
1648 Amplitudes. *Computer Physics Communications* **185**(10):2771–2797 (2014). ArXiv:
1649 1403.1229
- 1650 ROMAO, J.C. Y SILVA, J.P. A resource for signs and Feynman diagrams of the Standard Mo-
1651 del. *International Journal of Modern Physics A* **27**(26):1230025 (2012). ArXiv: 1209.6213
- 1652 SANTAMARIA, A. Masses, Mixings, Yukawa Couplings and their Symmetries. *Physics*
1653 *Letters B* **305**(1-2):90–97 (1993). ArXiv: hep-ph/9302301
- 1654 SERVANT, G. Y TAIT, T.M.P. Is the Lightest Kaluza-Klein Particle a Viable Dark Matter
1655 Candidate? *Nuclear Physics B* **650**(1-2):391–419 (2003). ArXiv: hep-ph/0206071
- 1656 SJÖSTRAND, T., ASK, S., CHRISTIANSEN, J.R., CORKE, R., DESAI, N., ILTEN, P.,
1657 MRENNA, S., PRESTEL, S., RASMUSSEN, C.O., Y SKANDS, P.Z. An Introduction
1658 to PYTHIA 8.2. *Computer Physics Communications* **191**:159–177 (2015a). ArXiv:
1659 1410.3012

- 1660 SJÖSTRAND, T., ASK, S., CHRISTIANSEN, J.R., CORKE, R., DESAI, N., ILTEN, P.,
1661 MRENNAN, S., PRESTEL, S., RASMUSSEN, C.O., Y SKANDS, P.Z. An Introduction
1662 to PYTHIA 8.2. *Computer Physics Communications* **191**:159–177 (2015b). ArXiv:
1663 1410.3012
- 1664 VAN HAMEREN, A. OneLOop: for the evaluation of one-loop scalar functions. *Computer*
1665 *Physics Communications* **182**(11):2427–2438 (2011). ArXiv: 1007.4716
- 1666 WANG, F. A novel pulsed fiber laser: Further study on the bias-pumped gain-switched fiber
1667 laser. *Laser Physics Letters* **15**(8):085105 (2018). ArXiv: 1804.00444
- 1668 WELLS, P.S. The upgraded ATLAS and CMS detectors and their physics capabilities. *Phi-*
1669 *losophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering*
1670 *Sciences* **373**(2032):20140046 (2015). Publisher: Royal Society
- 1671 WU, X. Y KROUPA, P. Galactic rotation curves, the baryon-to-dark-halo-mass relation
1672 and space-time scale invariance. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*
1673 **446**(1):330–344 (2015). ArXiv: 1410.2256