



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO**

---

---

**FACULTAD DE ESTUDIOS SUPERIORES CUAUTITLÁN**

**PARTÍCULAS ESCALARES COMO CANDIDATOS A  
MATERIA OSCURA**

**T E S I S**

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:**

**LICENCIADO EN TECNOLOGÍA**

**P R E S E N T A:**

**FELIPE MEDINA ZAMUDIO**

**ASESOR: Dr. Ricardo Gaitán Lozano**

**COASESOR: Dr. José Halim Montes de Oca Yemhá**

**CUAUTITLÁN IZCALLI, ESTADO DE MÉXICO, 2018**



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTÓNOMA DE  
MÉXICO

**FACULTAD DE ESTUDIOS SUPERIORES CUAUTITLÁN  
UNIDAD DE ADMINISTRACIÓN ESCOLAR  
DEPARTAMENTO DE EXÁMENES PROFESIONALES**

U. N. A. M.  
FACULTAD DE ESTUDIOS  
SUPERIORES CUAUTITLÁN  
ASUNTO: VOTO APROBATORIO

**M. en C. JORGE ALFREDO CUÉLLAR ORDAZ  
DIRECTOR DE LA FES CUAUTITLÁN  
PRESENTE**

**ATN: I.A. LAURA MARGARITA CORTAZAR FIGUEROA  
Jefa del Departamento de Exámenes Profesionales  
de la FES Cuautitlán.**



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO  
FACULTAD DE ESTUDIOS SUPERIORES CUAUTITLÁN  
DEPARTAMENTO DE EXÁMENES PROFESIONALES

Con base en el Reglamento General de Exámenes, y la Dirección de la Facultad, nos permitimos comunicar a usted que revisamos el: Trabajo de Tesis

**Partículas Escalares como candidatos a materia oscura**

Que presenta el pasante: FELIPE MEDINA ZAMUDIO

Con número de cuenta: 30809404-6 para obtener el Título de la carrera: Licenciatura en Tecnología

Considerando que dicho trabajo reúne los requisitos necesarios para ser discutido en el EXAMEN PROFESIONAL correspondiente, otorgamos nuestro VOTO APROBATORIO.

**ATENTAMENTE**

**“POR MI RAZA HABLARÁ EL ESPÍRITU”**

Cuautitlán Izcalli, Méx. a 02 de abril de 2018.

**PROFESORES QUE INTEGRAN EL JURADO**

	NOMBRE	FIRMA
<b>PRESIDENTE</b>	F. José de Jesús Cruz Guzmán	
<b>VOCAL</b>	Dr. Ricardo Gaitán Lozano	
<b>SECRETARIO</b>	M. en C. José Isaac Sánchez Guerra	
<b>1er. SUPLENTE</b>	M. en C. Víctor Enrique González Vargas	
<b>2do. SUPLENTE</b>	M. en I. Iván Noé Mata Vargas	

NOTA: los sinodales suplentes están obligados a presentarse el día y hora del Examen Profesional (art. 127).

# Agradecimientos

Al Dr. Ricardo Gaitán Lozano y al Dr. José Halim Montes de Oca Yemhá, por su experiencia y su paciencia al apoyarme y asesorarme en la realización de este trabajo de tesis.

A la UNAM, en especial a la Facultad de Estudios Superiores Cuautitlán cuyos espacios e infraestructura me permitieron terminar mis estudios y realizar esta tesis.

A mis padres que han sembrado en mí la puntualidad, la constancia y el amor por el estudio.

Agradezco a DGAPA PAPIIT por el proyecto IN113916, cuyos fondos fueron muy valiosos para solventar los gastos de esta tesis.

# Índice General

<b>Agradecimientos</b>	<b>I</b>
<b>Índice General</b>	<b>II</b>
<b>Índice de figuras</b>	<b>IV</b>
<b>Índice de tablas</b>	<b>V</b>
<b>Resumen</b>	<b>VI</b>
<b>Introducción</b>	<b>VII</b>
<b>Objetivos</b>	<b>VIII</b>
<b>Hipótesis</b>	<b>IX</b>
<b>Metodología</b>	<b>X</b>
<b>Capítulo 1 Generalidades</b>	<b>1</b>
1.1 Revisión Histórica.....	1
1.2 Primeras evidencias .....	3
1.3 Métodos de búsqueda.....	5
1.3.1 Detección Directa.....	6
1.3.2 Detección Indirecta .....	9
1.3.3 Búsqueda en aceleradores .....	11

<b>Capítulo 2 Densidad reliquia</b>	<b>12</b>
2.1 Ecuación de Boltzmann .....	12
2.2 Cálculo de la densidad reliquia.....	14
2.2.1 Abundancia.....	17
<b>Capítulo 3 Materia ordinaria y Materia oscura</b>	<b>19</b>
3.1 Modelo estándar de las partículas elementales .....	19
3.1.1 Fermiones .....	20
3.1.2 Bosones .....	23
3.1.3 Dinámica del modelo estándar .....	25
3.2 Tipos de materia oscura .....	29
3.2.1 Materia oscura fría .....	29
3.2.2 WIMP .....	30
3.2.3 Candidatos extras .....	32
3.2.3.1 Modificaciones a la teoría newtoniana .....	32
3.2.3.2 Campos escalares.....	36
<b>Capítulo 4 Análisis computacional de la densidad reliquia en un modelo con un singlete adicional</b>	<b>39</b>
4.1 Modelo estándar con un singlete adicional.....	39
4.2 Uso de LanHEP para generar un modelo con un singlete .....	42
4.3 Uso de micrOMEGAs en el modelo generado .....	49
4.4 Densidad Reliquia para un escalar singlete .....	54
<b>Conclusiones</b>	<b>57</b>
<b>Apéndice</b>	<b>59</b>
<b>Referencias</b>	<b>68</b>

# Índice de figuras

1.1	Curva de rotación de una galaxia espiral.....	4
1.2	Diagrama esquemático de la interacción de la materia oscura.....	5
1.3	Laboratorio Gran Sasso, Italia.....	8
1.4	Experimento de detección directa ICECUBE.....	10
1.5	El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) del CERN .....	11
3.1	Fotografía tomada por el telescopio espacial Hubble como evidencia de materia oscura.....	35
4.1	Diagramas de Feynman. (a) Aniquilación S a un par $h^0$ . (b) Aniquilación S a un par W y a un par Z. (c) Aniquilación S a un par fermión.....	40
4.2	Contenido del paquete LanHEP.....	43
4.3	Contenido del directorio <i>mdl</i> .....	43
4.4	Uso de la sentencia <i>parameter</i> .....	45
4.5	Uso de la sentencia <i>let</i> .....	46
4.6	Uso de las sentencias <i>vector</i> , <i>spinor</i> y <i>scalar</i> .....	47
4.7	Uso de la sentencia <i>lterm</i> .....	47
4.8	Uso de la sentencia <i>CheckHerm</i> .....	48
4.9	Diagrama de flujo de micrOMEGAs.....	49
4.10	Contenido del paquete micrOMEGAs.....	50
4.11	Contenido del directorio de un modelo seleccionado.....	51
4.12	Contenido de la carpeta de trabajo.....	51
4.13	Contenido del directorio <i>models</i> con los archivos de información del modelo..	51
4.14	Código de micrOMEGAs.....	53
4.15	Densidad reliquia para un escalar singlete.....	54
4.16	Densidad reliquia en función del valor de $\lambda$ .....	55
4.17	Región válida para los puntos que dan solución a la ecuación de Boltzmann....	56

# Índice de tablas

1.1	Características de los experimentos de materia oscura.....	7
3.1	Carga y masa de los quarks.....	21
3.2	Carga y masa de los leptones.....	22
3.3	Carga y masa de los bosones.....	24
4.1	Tipos de archivos de salida de LanHEP.....	44

# Resumen

En los últimos años ha subsistido una revolución discreta en el conocimiento humano. El descubrimiento de que la inmensa cantidad de objetos estelares tan solo contribuye al 4% del total de la materia en el cosmos, mientras que el 96% restante es de naturaleza aún desconocida, ha cambiado por completo nuestro paradigma sobre lo que se piensa que es el Universo, su evolución y desarrollo. La mayoría de los astrónomos, cosmólogos y gente dedicada al estudio de la física de partículas están convencidos de que este 96% de materia exótica se compone de un 73% de materia gravitacionalmente repulsiva denominada **energía oscura**, además de que un 23% del total de la masa del Universo es algún tipo de materia no-luminosa, conocida comúnmente como **materia oscura**.

Hoy en día existe una gran variedad de programas computacionales y paquetes de software que socorren y aceleran los cálculos y operaciones matemáticas complejas necesarias para la investigación y el desarrollo de las ciencias exactas así como su aplicación a la tecnología. Algunos aún son muy sofisticados y requieren de un tiempo para reconocer y familiarizarse con el lenguaje, por lo que requieren más trabajo en su programación para ser más amigable y sea más sencillo llegar al usuario que lo necesita. En ese caso los paquetes LanHEP y MicrOMEGAs, de adquisición libre, son vitales para el desarrollo de esta Tesis. Es relevante notar que al utilizar cualquier programa de cómputo es indispensable tener un amplio panorama de lo que se espera de él, por lo tanto su uso debe estar bien planificado y fundamentado en un marco teórico general. En este caso se realizó un análisis a través de detección indirecta usando las herramientas computacionales mencionadas.

# Introducción

En el Capítulo 1 se indaga en el enigma sobre la materia oscura presente hasta el momento de iniciar esta tesis, así como los métodos que existen en la actualidad para detectar interacciones con la materia ordinaria o algún rastro que pueda brindar nueva información sobre su composición.

El Capítulo 2 presenta las herramientas matemáticas necesarias para la entender el papel que lleva a cabo la materia oscura a nivel cosmológico; la densidad de reliquia es la herramienta más importante que se estudia en este capítulo ya que se usará más adelante para obtener parámetros observables que servirán en el trabajo fundamental de esta tesis.

Para comprender cómo puede interaccionar la materia oscura con la física conocida hasta el momento, en el Capítulo 3 se muestran las partículas elementales que componen la materia conocida tales como fermiones y bosones; así como sus propiedades físicas y parámetros que se tomarán en cuenta para el desarrollo de cálculos en el último capítulo.

LanHEP es un software diseñado para trabajar o generar nuevos modelos de física de partículas y micrOMEGAs es una aplicación preparada para el cálculo de propiedades de la materia oscura en modelos de interacción de partículas; ambas herramientas son accesibles a través de internet y pueden descargarse de forma libre. En el Capítulo 4 se explica la manera de cargarlo en una PC y su uso en este trabajo. Así mismo el análisis de la densidad de reliquia como parámetro observable de la abundancia de materia oscura, que es el fundamento de esta tesis, se manifestará en este capítulo.

# Objetivos

El trabajo de Tesis sigue dos objetivos esenciales:

1. Estudiar uno de los fenómenos más relevantes sobre la física de partículas y la cosmología: La materia oscura, así como los posibles candidatos que la componen.
2. Implementar el uso de los paquetes LanHEP y micrOMEGAs para obtener parámetros observables como la densidad reliquia.

# Hipótesis

Con fundamento en la teoría del Modelo Estándar de las partículas elementales y utilizando los paquetes de software LanHEP y micrOMEGAs se llevarán a cabo los cálculos necesarios para obtener razones de densidad reliquia para conocer la abundancia de materia oscura en un modelo determinado.

La materia oscura es considerada una extensión del modelo estándar de las partículas elementales.

La existencia de una partícula que se ajuste a los parámetros del modelo estándar y parámetros observables en una región válida que corresponda como candidato a materia oscura.

# Metodología

Para el desarrollo del tema se llevaron a cabo las siguientes gestiones:

1. Consulta de material bibliográfico y artículos de revistas especializadas a través de internet.
2. Consultas con asesores en el Centro de Investigaciones Teóricas (CIT) ubicado en la Facultad de Estudios Superiores Cuautitlán Campus 1, así como en el Departamento de Física en la misma facultad, ubicado en el Campus 4.
3. Hacer el cálculo analítico de densidad reliquia utilizando la ecuación de Boltzmann.
4. Uso del paquete LanHEP para generar un modelo extendido y viable que contenga un candidato a materia oscura.
5. Uso del paquete MicrOMEGAs para hacer el cálculo de densidad reliquia y obtener una región válida para los parámetros del modelo asociados con parámetros observables y que correspondan con el candidato a materia oscura.

# Capítulo 1

## Generalidades

### 1.1 Revisión Histórica

Desde 1687, año de la publicación de la obra clásica de Isaac Newton "Philosophiae Naturalis Principia Mathematica", se ha hecho mucho esfuerzo para explicar el movimiento de los objetos astrofísicos en términos de las leyes de la gravitación. Desde entonces, las desviaciones de los movimientos observados de las trayectorias esperadas han demostrado ser muy eficaces para profundizar en la comprensión propia del Universo. Siempre que se observan anomalías en el movimiento de los planetas en el Sistema Solar, surge la pregunta: ¿Deben considerarse tales anomalías como una refutación de las leyes de la gravitación o como una indicación de la existencia de objetos invisibles?

El segundo enfoque resultó ser correcto en el caso del movimiento anómalo de Urano, que llevó al astrónomo francés Urbain Le Verrier y al astrónomo inglés J. C. Adams a conjeturar la existencia de Neptuno, eventualmente descubierto en 1846 por J.G. Galle. Por el contrario, el intento de explicar las anomalías en el movimiento de Mercurio como debido a la existencia de un nuevo planeta, llamado Vulcano, fracasó, y la solución final tuvo que esperar el advenimiento de la teoría de Einstein de la relatividad general, es decir, la introducción de una descripción más refinada de las leyes de la gravitación.

El problema moderno de la materia oscura es conceptualmente muy similar al viejo problema de los planetas invisibles [1].

Hoy en día se observan en grandes sistemas astrofísicos (con tamaños que van desde escalas galácticas hasta cosmológicas) algunas "anomalías" que sólo pueden explicarse

asumiendo la existencia de una gran cantidad de materia invisible, acompañada de una desviación de las leyes conocidas de la gravitación y la teoría de la relatividad general.

La descripción actual del Universo primitivo se basa en una extrapolación de la física conocida hasta la época de Planck, cuando el Universo tenía sólo  $t = 10^{-43}s$  de antigüedad, o equivalentemente hasta energías en las que la interacción gravitacional se vuelve fuerte (del orden de la masa de Planck,  $M_{PL} = 10^{19}GeV$ ). A partir de esta época, se toma un breve recorrido por la evolución del Universo [2]:

- $T \sim 10^{16} GeV$ . Se piensa que, a esta escala, un grupo (grande) unificado (desconocido),  $G$ , se descompone en el grupo indicador del modelo estándar  $SU(3)C \otimes SU(2)L \otimes U(1)Y$ . Sin embargo, poco se sabe sobre esta transición.
- $T \sim 10^{12} GeV$ . La simetría del modelo estándar se rompe en  $SU(3)C \otimes U(1)Q$ . Esta transición, denominada ruptura de simetría electrofuga, podría ser el origen de la bariogénesis y posiblemente de campos magnéticos primordiales.
- $T \sim 10^1 - 10^3 GeV$ . Los candidatos de materia oscura que interactúan débilmente con masas de escala  $GeV - TeV$  se congelan. Esto es cierto en particular para el neutralino y la excitación de Kaluza-Klein.
- $T \sim 0.3 GeV$ . La transición de fase de QCD (Quantum Chromodynamics) ocurre, lo que conduce al confinamiento de quarks y de gluones en hadrones.
- $T \sim 1 MeV$ . Se produce el congelamiento de neutrones.
- $T \sim 100 KeV$ . Nucleosíntesis: protones y neutrones se funden en elementos ligeros ( $D, 3He, 4He, Li$ ). La nucleosíntesis estándar del Big-Bang proporciona las restricciones más estrictas a la teoría del Big-Bang, y las predicciones coinciden notablemente con las observaciones.
- $T \sim 1 eV$ . La densidad de la materia se hace igual a la de la radiación, permitiendo que comience la formación de estructuras.
- $T \sim 0.4 eV$ . El desacoplamiento de fotones produce la radiación cósmica de fondo.
- $T \sim 2.7K \sim 10^{-4} eV$ . Hoy.

## 1.2 Primeras evidencias

Los primeros signos de existencia de materia oscura aparecieron con los estudios de los movimientos celestes realizados en la década de 1930. Uno de ellos encabezado por Ernst Julius Opik, cuyo trabajo se enfocaba en el análisis de diversos modelos para la distribución de masa en galaxias. Basándose en estos estudios, Opik concluyó que la galaxia Andrómeda debía contener una masa mayor que aquella detectada visualmente, pero que interactúa con su entorno sólo gravitacionalmente. Desafortunadamente, en aquella época no se contaba con ninguna referencia sobre este tipo de anomalías y por lo tanto, él concluyó que los resultados obtenidos eran tan solo errores.

Más tarde, el astrónomo holandés Jan Hendrik Oort examinó la cinemática de las estrellas en las regiones limítrofes de la Vía Láctea. Oort calculó la cantidad de masa necesaria en la galaxia para que las estrellas se mantengan gravitacionalmente dentro de sus órbitas. Además, con un método independiente estimó la masa real del total de las estrellas interiores. Comparando ambos resultados, él concluyó que la dinámica presentada por la Vía Láctea solo puede ser explicada si esta contiene un doscientos por ciento de masa superior a la materia detectada visualmente.

En 1933 el astrofísico Fritz Zwicky, basándose en el número de estrellas y su brillo, examinó la dinámica interna del cúmulo de galaxias Coma Berenice. Así, estimó la masa de las galaxias que componen este cúmulo y de esta manera calculó las velocidades correspondientes a las galaxias en movimiento. Con esto, pudo proporcionar evidencia de que la masa luminosa en el cúmulo Coma Berenice era mucho menor que el total de la masa necesaria para mantener a las galaxias unidas gravitacionalmente. Es así como Zwicky fue el primero en plantear la existencia de la materia oscura como algún tipo de “materia faltante” que no había sido detectada y a su vez proveería suficiente masa y gravedad para mantener el cúmulo unido.

A pesar de las numerosas contribuciones de docenas de científicos, el tema de la materia oscura no fue considerado seriamente sino hasta 1977, cuando el trabajo de investigación de la astrónoma Vera Cooper Rubin indicó que las galaxias para ser estables requieren de una cantidad mucho mayor de masa que la observada. Ella descubrió esto

mediendo la velocidad rotacional de las estrellas cerca del centro de las galaxias. De hecho, se pensaba que la rotación de las galaxias era análoga a la del Sistema Solar, donde los planetas exteriores rotan más lentamente que aquellos más cercanos al Sol. Ahora bien, ella encontró que la velocidad rotacional de las estrellas que componen a las galaxias espirales no disminuye en las regiones cercanas a sus límites. En la Vía Láctea, las estrellas se mueven a través del espacio a 240 km/s aproximadamente, sin importar el lugar donde estén situadas, esto es, las estrellas cercanas al centro de la galaxia y las estrellas lejanas localizadas en los brazos de la espiral parecen moverse a la misma velocidad. Esta velocidad no es la esperada si sólo se calcula considerando la atracción gravitacional [3].

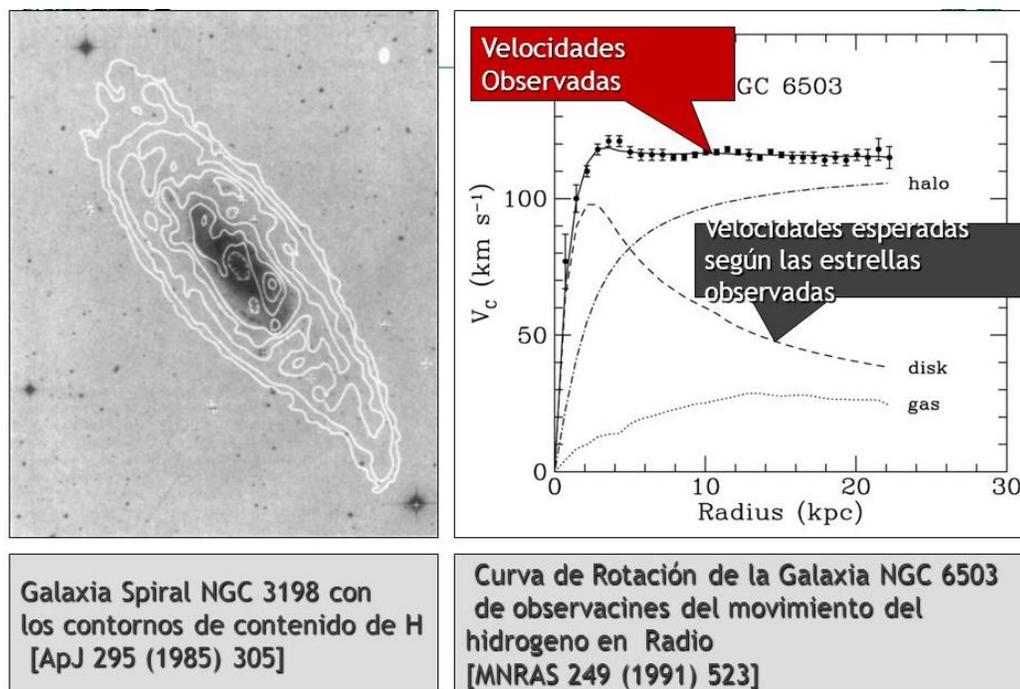


Figura 1.1 Curva de rotación de una galaxia espiral [2].

En la figura 1.1 se muestra la discrepancia en una galaxia espiral debido a lo observado en su material luminoso (usando la segunda ley de Newton) y a lo observado en las velocidades de rotación (usando corrimiento al rojo de sus estrellas). La presencia de materia oscura en galaxias espirales fue la explicación más plausible para justificar la irregularidad en las curvas de rotación de estas galaxias [3].

## 1.3 Métodos de búsqueda

La materia oscura se puede buscar directamente, a través del retroceso nuclear en experimentos de laboratorio o indirectamente a través de su aniquilación por productos. Además, los colisionadores como el LHC pueden usarse para restringir algunas propiedades de la materia oscura. Véase la figura 1.2 para una ilustración en el caso particular de la materia oscura, donde se muestran las interacciones entre partículas de materia oscura (DM) y partículas del modelo estándar (SM). Estas estrategias son en general complementarias entre sí. A continuación, se resumen las diferentes estrategias de búsqueda de materia oscura.

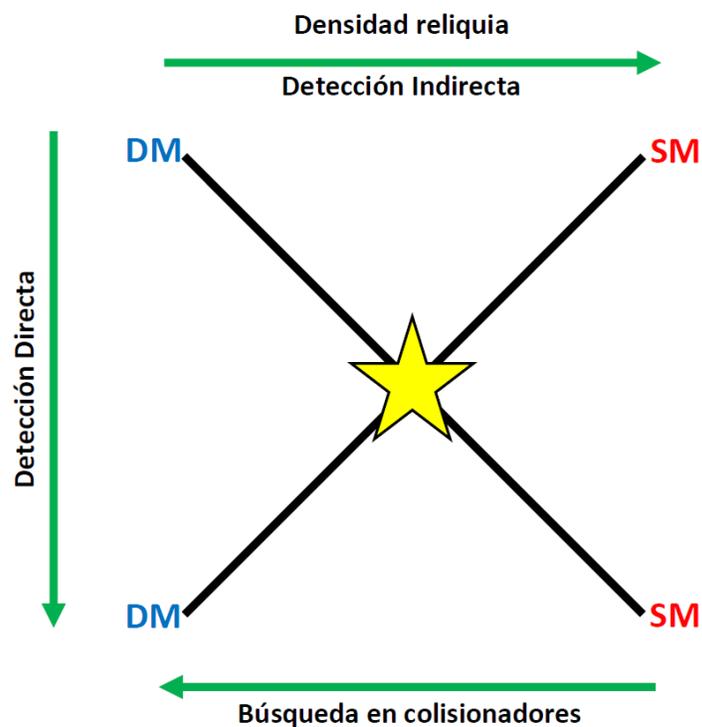


Figura 1.2: Diagrama esquemático de la interacción de la materia oscura en el Universo. La estrella representa la interacción física dependiente del modelo [4].

### 1.3.1 Detección Directa

Los experimentos de detección directa aparecen hoy como una de las técnicas más prometedoras para detectar partículas de materia oscura. La idea es muy simple: si la galaxia está llena de WIMPs (partículas masivas que interactúan débilmente), entonces muchas de ellas deben pasar a través de la Tierra, haciendo posible la búsqueda de alguna interacción de tales partículas con la materia ordinaria mediante el registro de la energía de retroceso de los núcleos de tales partículas [5].

Las observaciones de las curvas de rotación de las galaxias sugieren que nuestra galaxia está rodeada por un halo de materia oscura que se extiende mucho más allá del radio de la materia luminosa.

Dado que el sol se mueve a través de este halo, experimenta un flujo de partículas de materia oscura que se mueven con una velocidad  $v_0 = 220 \text{ km/s}$ . Hoy en día los físicos de partículas tratan de extraer materia oscura proveniente del espacio hacia los laboratorios de investigación, donde se podría esperar medir directamente los eventos de dispersión de la materia oscura contra un material utilizado como detector. Estos experimentos se colocan profundamente bajo tierra para protegerse contra los rayos cósmicos y hacer uso de técnicas de última generación para determinar la sección eficaz de la materia oscura, así como su masa. Es fácil ver que la energía de retroceso es 0 ( $\text{KeV}$ ), a partir de la estimación ingenua de la energía cinética de las partículas de materia oscura  $\frac{1}{2} M_{DM} v_0^2 \approx 27 \text{ KeV}$  para  $M_{DM} = 100 \text{ GeV}$ .

Los experimentos buscan retrocesos nucleares anómalos en un detector de fondo bajo, es decir, un detector colocado en un nivel subterráneo. La tasa de precisión del detector se escala como  $R \propto N \rho_{DM} \sigma v_0$  con  $\sigma$  alrededor de  $10^{-15} \text{ cm}^2$  y  $N$  el número de núcleos objetivo. En general, la tasa es de pocos eventos por año, por lo que los detectores deben tener una gran masa y un largo tiempo de exposición. En la tabla 1.1 se proporciona una lista de experimentos seleccionados de materia oscura, incluida su masa, y el tipo de lectura [4].

<i>Experimento</i>	<i>Ubicación</i>	<i>Tipo de lectura</i>	<i>Masa del detector (Kg)</i>	<i>Tipo de detector</i>	<i>Años en actividad</i>
<i>DAMA/NaI</i>	<i>Gran Sasso</i>	$\gamma$	87	NaI	1995-2002
<i>DAMA/LIBRA</i>	<i>Gran Sasso</i>	$\gamma$	233	NaI	2003-
<i>ANAIS</i>	<i>Canfranc</i>	$\gamma$	11	NaI	2000-2005
			100		2011-
<i>KIMS</i>	<i>Yangyang</i>	$\gamma$	35	CsI	2006-2007
			104		2008-
<i>CDMS II</i>	<i>Soudan</i>	$\phi, q$	1	Si	2001-2008
			3	Ge	2001-2008
<i>SuperCDMS</i>	<i>Soudan</i>	$\phi, q$	12	Ge	2010-2012
	<i>SNOLAB</i>				2013-2016
<i>EDELWEISS I</i>	<i>Modane</i>	$\phi, q$	1	Ge	2000-2004
<i>EDELWEISS II</i>	<i>Modane</i>	$\phi, q$	4	Ge	2005-
<i>CRESST II</i>	<i>Gran Sasso</i>	$\phi, \gamma$	1	CaWO <sub>4</sub>	2000-
<i>SIMPLE</i>	<i>Rustrel</i>	d	0.2	Freon	1999-
<i>PICASSO</i>	<i>Sudbury</i>	d	2	Freon	2001-
<i>COUPP</i>	<i>Fermilab</i>	d	2	Freon	2004-2009
			60		2010-
<i>CoGeNT</i>	<i>Chicago</i>	q	0.3	Ge	2005-
	<i>Soudan</i>	q	0.3	Ge	2008-
<i>ZEPLIN III</i>	<i>Boulby</i>	$\gamma, q$	7	LXe	2004-
<i>LUX</i>	<i>Sanford</i>	$\gamma, q$	100	LXe	2010-
<i>XENON10</i>	<i>Gran Sasso</i>	$\gamma, q$	5	LXe	2005-2007
<i>XENON100</i>	<i>Gran Sasso</i>	$\gamma, q$	50	LXe	2009-

Tabla 1.1: Algunas características de los experimentos de materia oscura seleccionados, incluida la masa y la lectura (luz de centelleo ( $\gamma$ ), phonones ( $\phi$ ), ionización ( $q$ ) o gotas supercalentadas ( $d$ )) [4].

Una señal positiva estadísticamente significativa de la detección de materia oscura ha sido reclamada por el experimento DAMA durante años. DAMA, situada en los laboratorios INFN bajo la montaña Gran Sasso en Italia (Figura 1.3), y que consta de cristales de  $NaI$  de alta pureza, ha reportado una alta evidencia estadística para la modulación anual de la tasa de eventos en ciclos de 13 años. Estos resultados han provocado muchos intentos de interpretar los datos en términos de interacciones de la materia oscura con los núcleos. Suponiendo una interacción elástica fuera de los núcleos y para asunciones astrofísicas "estándar" en la densidad de materia oscura local y la distribución de velocidad, la señal de DAMA entra en conflicto con los resultados nulos informados por otros experimentos. Sin embargo, las entradas de datos astrofísicos están sujetas a grandes incertidumbres y las respuestas de los detectores no son completamente conocidas, especialmente en la región de baja masa [5].



Figura 1.3 Laboratorio Gran Sasso, Italia. En este centro de investigación se llevan a cabo experimentos muy relevantes sobre materia oscura como DAMA/LIBRA (tabla 1.1) [20].

Los últimos resultados en experimentos de detección directa, particularmente LUX (el primero en llegar al mundo 'zeptobarn') y CDMSlite experimentos, desafían severamente una posible interpretación de DAMA en términos de retroceso de WIMPs fuera de los núcleos. También parece descartar definitivamente otras anomalías observadas en COGENT, CDMS-II y CRESST, aunque nunca han sido estadísticamente de todos modos. Tener en cuenta los acoplamientos que violan el isospin ya no ayuda a aliviar la tensión entre estos experimentos. Recientemente, el exceso visto en CRESST de 2009 a 2011 no ha sido confirmado en su último análisis [4].

Para el año 2020, se espera que los experimentos de detección directa tengan una sensibilidad  $\approx 10^{-48} \text{ cm}^2$ . Es importante tener en cuenta que hasta la fecha no existen parámetros definidos universalmente para la materia oscura a través de estas técnicas.

Cabe mencionar que los experimentos de detección directa están llegando a sus límites debido a la presencia de los neutrinos en la mayoría de éstos. Así, surge una relación interesante entre materia oscura y neutrinos: los experimentos diseñados para buscar materia oscura terminan siendo utilizados para la física de neutrinos. Pero, con suerte, se encontrará materia oscura antes de que eso suceda.

### **1.3.2 Detección Indirecta**

La detección indirecta de materia oscura es la técnica de observación de la radiación producida en aniquilaciones de materia oscura. El flujo de tal radiación es proporcional a la velocidad de aniquilación, que a su vez depende del cuadrado de la densidad de la materia oscura. Por lo tanto, los lugares "naturales" para buscar flujos significativos, son las regiones donde se acumulan grandes densidades de materia oscura.

El problema de la materia oscura no sólo es relevante para los astrofísicos, sino también para la comunidad de física de partículas y altas energías. De hecho, algunos de los mejores candidatos de materia oscura proceden de posibles extensiones del Modelo Estándar de la física de partículas. Esta razón es uno de los propósitos principales que han llevado al desarrollo de este trabajo de tesis.

Los experimentos de detección indirecta de materia oscura buscan formas de aniquilación de materia oscura en fotones (FERMI-LAB, EGRET), neutrinos (ICECUBE, ANTARES) y (anti-) materia (AMS, PAMELA) (Figura 1.4). Las señales esperadas de materia oscura dependen de los detalles astrofísicos relacionados con la distribución de densidad del modelo estándar en la región de observación. La física de partículas entra en la determinación de la masa de materia oscura, la sección transversal de aniquilación  $\sigma v$  y las relaciones de ramificación específicas de los diversos canales de aniquilación [4, 5].

Por el contrario, una detección astrofísica positiva de la materia oscura proporcionaría información invaluable con respecto a la física "más allá del Modelo Estándar".

No obstante, la detección indirecta de materia oscura a través de aniquilaciones en la región del centro galáctico es también una excitante posibilidad, aunque las perspectivas de observación de rayos gamma, neutrinos y radiación sincrotrón desde esa dirección dependen fuertemente de parámetros astrofísicos como el perfil de materia oscura en las regiones más internas, que lamentablemente son poco conocidas. Sin embargo, el desarrollo de telescopios de rayos gamma y neutrinos de próxima generación permitirá probar muchos escenarios. Si el centro galáctico resulta contener menos materia oscura, las observaciones de galaxias enanas, galaxias externas y subestructura oscura local pueden desempeñar un papel importante para las búsquedas indirectas [3].

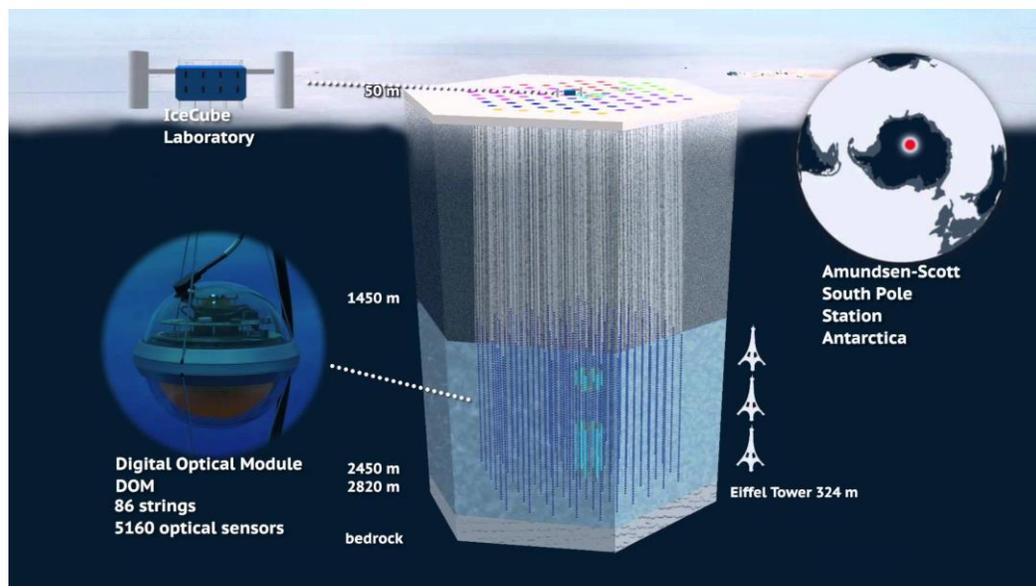


Figura 1.4 Experimento de detección directa ICECUBE. Es un telescopio de neutrinos ubicado en la estación Amundsen-Scott en el Polo Sur, cuyas observaciones son muy útiles en el campo de la materia oscura [21].

También son prometedoras las búsquedas indirectas de materia oscura a través de la observación de neutrinos de alta energía producidos en aniquilaciones de materia oscura en el Sol. Estas tasas no dependen fuertemente de la distribución de halo de materia oscura y son, por lo tanto, sondas bastante no ambiguas de modelos de partículas de materia oscura. La medición de los espectros de positrones y antiprotones, que pronto mejorarán, también puede proporcionar una oportunidad para observar productos de aniquilaciones de materia oscura en el halo galáctico.

### 1.3.3 Búsqueda en aceleradores

Como las partículas de materia oscura están ligadas a la escala débil, se pueden probar en colisionadores, incluido el LHC (Figura 1.5) donde una vez encontrada la existencia del bosón de Higgs, su labor se enfocará en incógnitas latentes donde la materia oscura es una de ellas. Para los colisionantes, la materia oscura pierde energía. La relación de ramificación de decaimientos de Higgs, por ejemplo, proporciona una restricción muy fuerte en los modelos de materia oscura para masas por debajo de los valores establecidos en la teoría y avanza a través del portal de Higgs. Además, es posible relacionar la tasa de producción de pares de materia oscura en colisionadores con la aniquilación y dispersión en experimentos de detección indirectos y directos, haciendo que los colisionadores sean una sonda complementaria en la búsqueda de la naturaleza de la materia oscura [4, 5].



Figura 1.5 El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) del CERN [22].

En general, los límites de un colisionador son muy fuertes para las interacciones dependientes del espín, pero son bastante pobres para las interacciones independientes del espín donde las búsquedas de detección directa son excelentes. Colectivamente, las búsquedas directas, indirectas y de colisión de partículas de materia oscura tienen increíbles perspectivas de descubrimiento en los próximos años. Se espera que esta revisión pueda ser una herramienta útil para guiar a los miembros de la comunidad científica más cerca de la meta de identificación de la materia oscura que ha sido eludida durante tanto tiempo [3].

# Capítulo 2

## Densidad reliquia

Una de las herramientas principales en la búsqueda de materia oscura a través de detección indirecta es el conocimiento del valor preciso de la densidad reliquia proveniente del experimento Planck:

$$\Omega_{CDM}h^2 = 0.1186 \pm 0.0020$$

Esta densidad reliquia está estrechamente relacionada con el promedio térmico de la sección eficaz de dispersión por la velocidad relativa de materia oscura con las partículas del modelo estándar.

### 2.1 Ecuación de Boltzmann

Los fenómenos fuera de equilibrio termodinámico que tienen lugar en sistemas macroscópicos se pueden estudiar desde diversos puntos de vista. Actualmente (no era sí en tiempos de Boltzmann) es bien conocido que todos los sistemas macroscópicos están formados por partículas: átomos o moléculas, de manera que el comportamiento macroscópico es resultado del comportamiento colectivo de elementos de carácter microscópico. Por una parte, esto significa que en principio podría plantearse describir dicho comportamiento a partir de los elementos microscópicos que forman al sistema. También se puede tomar el enfoque macroscópico o fenomenológico y dedicarse a estudiar los sistemas usando variables macroscópicas sin hacer referencia a los elementos que los forman; de ello se ocupa la hidrodinámica [6]. Sin embargo, Boltzmann tomó un enfoque intermedio donde él señala que:

*Las propiedades térmicas de gases y otras sustancias obedecen leyes perfectamente definidas, a pesar del hecho de que están compuestos por un número grande de moléculas que efectúan un movimiento rápido e irregular. La explicación de estas propiedades deberá estar basada en la teoría de la probabilidad y para este propósito es necesario conocer la función de distribución que determina el número de moléculas en cada estado para todo tiempo [6].*

Así, el enfoque de Boltzmann introduce los conceptos de probabilidad en la descripción y entonces se vuelve fundamental el construir una ecuación que describa la evolución temporal de la función de distribución.

Las aplicaciones usuales de la ecuación de Boltzmann han sido numerosas, éstas incluyen la descripción de los procesos de transporte en gases diluidos, enrarecidos y mezclas multicomponentes, para los cuales es posible calcular propiedades como la viscosidad, conductividad térmica, coeficientes de difusión y otros. A su vez, la ecuación de Boltzmann se ha generalizado para estudiar gases poliatómicos diluidos (ecuación de Wang-Chang, Uhlenbeck), gases moderadamente densos (ecuación de Enskog, teoría cinética variacional), etc. Como se puede observar, las generalizaciones que se mencionaron corresponden a sistemas en estado gaseoso con densidad baja o moderada. Sin embargo, se debe decir que, para sistemas más complicados, como sistemas en estado líquido, el enfoque basado en las funciones de distribución y ecuaciones cinéticas no ha sido muy fructífero.

Avanzando un poco en las aplicaciones menos conocidas es posible señalar que las ecuaciones cinéticas tipo Boltzmann se han aplicado al estudio de los fenómenos de transporte en sólidos y semiconductores, donde el transporte de electrones y su interacción con las bandas de conducción llevan a coeficientes de transporte como la conductividad eléctrica. Otro ejemplo que se ha manejado en la literatura trata de aplicar una ecuación tipo Boltzmann al transporte de gotas de combustible arrastradas por un flujo de gases en el problema de la combustión; en este caso, la función de distribución también contiene información acerca del tamaño de las gotas y es necesario dar una dinámica de reducción del radio de éstas. Son muchos los ejemplos que se pueden dar en esta dirección, pero bastan éstos como muestra de la gran versatilidad del enfoque cinético introducido por Boltzmann para el estudio de procesos fuera del equilibrio termodinámico [6, 7].

En lo que sigue de este trabajo se tomará una dirección similar, donde el enfoque de Boltzmann se ha generalizado para aplicarlo a un sistema en particular de abundancia de materia oscura.

## 2.2 Cálculo de la densidad reliquia

En el trabajo de Boltzmann, los conceptos de la teoría de la probabilidad son muy importantes como ya se señaló anteriormente, Boltzmann habla de la función de distribución como el elemento fundamental para la descripción de un sistema macroscópico. Ahora bien, ¿qué es la función de distribución? En su trabajo original, Boltzmann caracteriza a cada una de las partículas que forman al sistema con su energía cinética  $x = (1/2)mv^2$  donde  $m$  es la masa de la partícula y  $v^2$  es su velocidad al cuadrado. Entonces se pregunta por la probabilidad de que una partícula tenga una energía cinética en el intervalo  $(x, x + dx)$  al tiempo  $t$ , esta probabilidad es utilizada por la función de distribución y es etiquetada por  $f(x, t)$ . Boltzmann se pregunta acerca de los posibles cambios temporales de la función de distribución y entonces en la imagen del sistema, que está formada por partículas, supone que dicha función de distribución de distribución cambia debido a las interacciones entre las partículas. En particular, él considera colisiones binarias entre ellas. Su principal problema ahora está en la construcción de una ecuación de evolución para la función de distribución [6, 7].

De acuerdo con Boltzmann, supóngase que dos partículas  $a$  y  $b$  chocan, la partícula  $a$  está caracterizada por el intervalo en el cual está su energía cinética  $(x, x + dx)$ , mientras que la partícula  $b$  tiene energía cinética en  $(x', x' + dx')$  antes de la colisión. Después de ésta las energías cinéticas correspondientes están en los intervalos  $(\xi, \xi + d\xi)$  para la partícula  $a$  y  $(\xi', \xi' + d\xi')$  para la partícula  $b$ . En una colisión binaria de partículas monoatómicas, la energía cinética se conserva de manera que:

$$x + x' = \xi + \xi' \quad (2.1)$$

Nótese que esta hipótesis implica que la colisión entre dos partículas es elástica, es por ello que se ha señalado que las partículas son monoatómicas, característica que implica que no hay grados de libertad internos en las moléculas, de otra manera durante la colisión se podría

tener intercambio de energía asociada a los grados de libertad internos (por ejemplo, rotacionales o vibracionales) caso para el cual la energía total se conserva, pero no así la energía cinética.

La ecuación de evolución que satisface la función de distribución es una ecuación de balance donde el cambio temporal es causado por las colisiones entre las partículas es:

$$\frac{\partial f(x, t)}{\partial t} = \int_0^{\infty} dx' \int_0^{x+x'} d\xi \{f(\xi, t)f(x+x'+\xi, t)\Psi(\xi, x+x'-\xi, x) - f(x, t)f(x', t)\Psi(x, x', \xi)\} \quad (2.2)$$

donde la función  $\Psi(x, x', \xi)$  contiene las características de la interacción entre las partículas y debe satisfacer las condiciones siguientes:

$$\Psi(x, x', \xi) \geq 0, \quad (2.3)$$

$$\Psi(x, x', \xi) = \Psi(x', x, x+x'-\xi), \quad (2.4)$$

$$\sqrt{xx'\Psi(x, x', \xi)} = \sqrt{\xi(x+x'-\xi)\Psi(\xi, x+x'-\xi, x)} \quad (2.5)$$

En el contexto actual de la ecuación de Boltzmann, la función  $\Psi(x, x', \xi)$  está relacionada con la sección transversal de colisión entre las partículas, así la condición marcada en la ecuación (2.3) nos dice que la sección transversal debe ser positiva. La condición (2.4) nos dice que la sección es invariante ante el intercambio de las partículas  $a \rightleftharpoons b$  y la condición (2.5) establece las propiedades de la llamada colisión inversa, propiedad que solamente es válida para partículas puntuales.

Ahora bien, el segundo miembro de la ecuación (2.2) contiene un término de ganancia y uno de pérdida, si se piensa en la situación siguiente: considérese un espacio donde se pone la energía cinética de las partículas y se divide en elementos de tamaño  $dx$ . Se cuentan la cantidad de partículas que por colisión con otras entran al elemento  $dx$  que está en  $(x, x+dx)$ , esto significa que por colisión su energía cinética cambia de manera que la energía cinética final está en el intervalo señalado. Por otra parte, contamos el número de partículas que por unidad de tiempo sale de dicho elemento  $dx$  del espacio. Tenemos entonces que el cambio en la función de distribución en el tiempo  $t$  estará dado por la diferencia entre estos

dos términos. La construcción de la ecuación (2.2) contiene una hipótesis fundamental en el término de colisión; la colisión entre dos partículas puede ocurrir si al tiempo  $t$  la probabilidad de que dos partículas estén en la misma posición es diferente de cero. Esto significa que en general el término de colisión depende de la probabilidad de que dos eventos ocurran al mismo tiempo. En la ecuación de Boltzmann tal probabilidad se escribe como el producto de dos funciones de distribución (asociadas a un solo evento), lo cual significa que la probabilidad de dos eventos se está escribiendo como el producto de dos eventos estadísticamente independientes. Actualmente, esta hipótesis se conoce como la “hipótesis del caos molecular”; Boltzmann no la enunció de esta manera, aunque si la utilizó. Para él era claro que se construyó una ecuación válida para gases monoatómicos y diluidos, de manera que la correlación entre sus energías cinéticas está presente [6, 7].

La situación de equilibrio termodinámico se establece cuando la función de distribución deja de cambiar con el tiempo,

$$\frac{\partial f(x, t)}{\partial t} = 0, \quad (2.6)$$

A su vez, esta condición implica que el balance descrito por la propia ecuación de Boltzmann es tal que las colisiones que aumentan la cantidad de partículas con una cierta energía cinética se ven contrarrestadas por las partículas que dejan el elemento de volumen correspondiente en el espacio de las energías cinéticas. Para este estado en particular, la ecuación (2.6) tiene una solución que se puede escribir de la forma [8, 9]:

$$f(x) = \mathbb{C}\sqrt{x}e^{-hx} \quad (2.7)$$

Donde  $\mathbb{C}$  y  $h$  son cantidades constantes. Si se recuerda que  $x$  es la energía cinética de la partícula, se identifica inmediatamente a la ecuación (2.7) con la función de distribución de velocidades de Maxwell, quien la obtuvo siguiendo otro procedimiento.

En el mismo trabajo, Boltzmann también demostró que la cantidad

$$E(t) = \int_0^{\infty} f(x, t) \left\{ \ln \left[ \frac{f(x, t)}{\sqrt{x}} \right] - 1 \right\} dx, \quad (2.8)$$

tiene la propiedad de que

$$\frac{dE(t)}{dt} \leq 0. \quad (2.9)$$

Relación que actualmente se conoce con el nombre de teorema H y que es la piedra angular para mostrar la consistencia del desarrollo de Boltzmann con la segunda ley de la termodinámica [6, 7].

Como se ha señalado anteriormente, la ecuación de Boltzmann se ha aplicado a diversos sistemas, sin embargo, en este trabajo no se abundará en ello y se dedicará a una aplicación de la búsqueda de abundancia de materia oscura.

Sin detenerse más en la teoría cinética basada en la ecuación presentada en esta sección, cabe mencionar que a partir de ella es posible derivar un conjunto de ecuaciones para las variables macroscópicas como la densidad numérica (o de masa si así se requiere), densidad de momento lineal y la energía, así como la densidad reliquia que será utilizada en este trabajo.

## 2.2.1 Abundancia

Una vez que una partícula se ha congelado, su densidad numérica disminuye según el factor de escala  $a^{-3}$ . Por lo tanto, la densidad de masa actual es  $m(a_1/a_0)^3 n$ , donde se supone que  $a_1$  está en un momento suficientemente tardío que  $Y \approx Y_\infty$ . Recuérdese que la densidad numérica en este momento tardío es  $n = Y_\infty T_1^3$ . Por lo tanto, la densidad de masa actual es [8, 9]:

$$\rho = m Y_\infty T_0^3 \left( \frac{a_1 T_1}{a_0 T_1} \right)^3 \approx \frac{m Y_\infty T_0^3}{30}. \quad (2.10)$$

El punto es que  $aT$  no es constante debido al calentamiento de los fotones de la aniquilación de partículas entre  $1 \text{ MeV}$  y  $100 \text{ GeV}$ . Tómese en cuenta que se ha vuelto a la normalización  $Y = n/T^3$ .

El número relevante para unir es la fracción de la densidad crítica actual proveniente de  $\chi$  que usa:

$$\Omega_\chi = \frac{x_f}{\lambda} \frac{m T_0^3}{30 \rho_{crit}} = \frac{H(m) x_f T_0^3}{30 m^2 \langle \sigma v \rangle \rho_{crit}}. \quad (2.11)$$

Recuérdese que  $\rho_{crit} = 3H_0^2/8\pi G$ . Utilizando (2.9) y (2.10), la tasa de Hubble en  $T = m$ , que suponemos que es durante la era de radiación, es

$$H(T) = T^2 \sqrt{\frac{4\pi^3 G g_*(T)}{45}}, \quad (2.12)$$

Donde  $g_*(T)$  es el número efectivo de grados de libertad a temperatura  $T$ . Al conectar  $H(m)$  en la expresión de  $\Omega_\chi$ , se observa que esta última cantidad no depende de la masa  $m$  de materia oscura, excepto a través de la dependencia implícita en  $x_f$  y  $g_*$ . Esto proporciona una lección importante: la densidad reliquia está controlada principalmente por la sección transversal  $\langle\sigma v\rangle$  [8, 9].

La expresión final es

$$\Omega_\chi = \sqrt{\frac{4\pi G g_*(m) \pi^3}{45}} \frac{x_f T_0^3}{30 \langle\sigma v\rangle \rho_{crit}} \quad (2.13)$$

$$\Omega_\chi = \sqrt{\frac{4\pi^3 g_*(m)}{45}} \frac{8\pi}{90 H_0^2} \frac{x_f T_0^3}{\langle\sigma v\rangle M_{Pl}^3} \quad (2.14)$$

$$\Omega_\chi = 0.3 h^{-2} \left(\frac{x_f}{10}\right) \left(\frac{g_*(m)}{100}\right)^{1/2} \frac{10^{-39} cm^2}{\langle\sigma v\rangle}. \quad (2.15)$$

Suponiendo que  $\chi$  constituye toda la materia oscura, la densidad correcta requiere que  $\Omega_\chi = 0.3$ . La sección transversal de  $10^{-39} cm^2$ , que está justo alrededor de lo que uno esperaría de una partícula de  $100 GeV$  que interactúa débilmente.

# Capítulo 3

## Materia ordinaria y Materia oscura

En esta sección se llevará a cabo una descripción breve sobre la materia ordinaria, el 4% aproximadamente del contenido total del Universo, mencionado en el capítulo 1.

### 3.1 Modelo estándar de las partículas elementales

Hoy en día existen tres fuerzas que forman parte de las interacciones fundamentales que buscan unificar y describir de forma más homogénea toda la física del Universo. Estas, a su vez, se han descrito con éxito dentro de una teoría (basada en estas mismas ideas de unificación y simetrías) conocida hoy como Modelo Estándar de las partículas elementales. La finalidad de este modelo es describir la estructura fundamental de la materia y el vacío como partículas elementales, las cuales son indivisibles y, por lo tanto, no están constituidas por otras más pequeñas [11].

Las partículas elementales no son objetos indestructibles generados a partir de la formación del universo, la mayoría de las veces son efímeras y fugaces.

El Modelo Estándar es una teoría cuántica de campo, basada en el principio de norma (gauge). En física, la descripción de un sistema a una escala muy pequeña del orden de átomos y sus núcleos es la teoría cuántica. Si las velocidades de estas partículas son cercanas a la velocidad de la luz, entonces es necesario incorporar la teoría de la relatividad especial.

Varios experimentos de la física de altas energías han demostrado con un alto grado de confianza que la materia ordinaria está hecha de lo que se conoce como fermiones. Una

característica de los fermiones es el valor de su espín, esto es, toman un valor semientero y como consecuencia de esto siguen la estadística de Fermi-Dirac.

El espín es una propiedad intrínseca cuántica de las partículas elementales y por el cual tienen un momento angular de valor fijo. Algunas veces es visualizado como la rotación de un objeto alrededor de su eje (de aquí la palabra espín). El espín está medido en unidades de la constante reducida de Planck ( $\hbar = 6,582 \times 10^{-22} \text{ MeV}$ ) [10].

### 3.1.1 Fermiones

Dentro de la física de partículas, un fermión (nombre acuñado por Paul Dirac basado en el apellido de Enrico Fermi) es cualquier partícula caracterizada por la estadística Fermi-Dirac. Los fermiones tienen un momento angular intrínseco ( $\hbar$ ) que es igual a un número impar semientero ( $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$ ). Como consecuencia de este momento angular semientero, los fermiones obedecen el principio de exclusión de Pauli, el cual establece que no puede haber dos fermiones con todos sus números cuánticos idénticos en el mismo sistema cuántico ligado [10, 11].

Los quarks son partículas de espín semientero y esto implica que también son fermiones de acuerdo con el teorema estadística espín. Están sujetos al principio de exclusión de Pauli que como ya se ha dicho: dos fermiones iguales no pueden ocupar el mismo estado cuántico.

Estas partículas están agrupadas dentro de tres generaciones y cada una se compone de dos quarks. La primera generación incluye quarks *up* y *down*; la segunda, quarks *strange* y *charm*; la tercera, quarks *top* y *bottom*. Cabe mencionar que sólo las primeras generaciones de fermiones son generalmente naturales; quarks pesados sólo pueden estar en colisiones de altas energías y en desintegraciones muy rápidas.

Los quarks tienen una carga eléctrica fraccional, con valores de  $-\frac{1}{3}$  o  $+\frac{2}{3}$  de la carga elemental: los quarks *up*, *charm* y *top* tienen una carga de  $+\frac{2}{3}$ , mientras que los *down*, *strange* y *bottom* tienen  $-\frac{1}{3}$ ; los antiquarks, por definición, poseen una carga opuesta a sus correspondientes quarks. Asimismo, los quarks poseen carga de color, lo que los lleva a

participar en la interacción fuerte [10, 11]. La atracción resultante entre quarks diferentes provoca la formación de partículas compuestas conocidas como hadrones.

Partícula	Q (carga)	Masa
Up (u)	$\frac{2}{3}$	$2.3 + 0.7, -0.5 \text{ MeV}$
Down (d)	$-\frac{1}{3}$	$4.8 + 0.7, -0.3 \text{ MeV}$
Strange (s)	$-\frac{1}{3}$	$95 \pm 5 \text{ MeV}$
Charm (c)	$\frac{2}{3}$	$1.275 \pm 0.025 \text{ GeV}$
Bottom (b)	$-\frac{1}{3}$	$4.65 \pm 0.03 \text{ GeV}$
Top (t)	$\frac{2}{3}$	$173.5 \pm 0.6 \text{ GeV}$

Tabla 3.1 Carga y masa de los quarks.

Los quarks que determinan los números cuánticos de los hadrones son llamados quarks de valencia; fuera de éstos, cualquier hadrón puede contener un número infinito de quarks y antiquarks que no influyen en sus números cuánticos [11].

La carga eléctrica de un hadrón es la suma de las respectivas cargas de los quarks que los constituyen; todos los hadrones tienen cargas enteras. Es así como existen dos familias de hadrones: bariones con tres quarks de valencia y mesones compuestos por un quark de valencia y un antiquark. Los bariones más comunes son los ya conocidos protones y neutrones, constructores del núcleo atómico. No obstante, existe un gran número de hadrones diferenciados por su contenido de quarks y las propiedades que estos les confieren [10, 11].

Dentro de la categoría de los fermiones se encuentran también los leptones, partículas elementales, constituyentes fundamentales de la materia. El mejor conocido de los leptones es el electrón, partícula que regula casi toda la química tal como se encuentra en los átomos y está directamente ligada a todas las propiedades químicas.

Hay dos clases principales de leptones: leptones cargados (conocidos como leptones electrónicos) y leptones neutrales (conocidos como neutrinos). De esta forma, al igual como

sucede con los quarks, los seis tipos de leptones existentes forman tres generaciones: La primera generación incluye al electrón ( $e^-$ ) y al neutrino del electrón ( $\nu_e$ ); la segunda generación incluye el muón ( $\mu^-$ ) y el neutrino del muón ( $\nu_\mu$ ); en la tercera generación están el tau ( $\tau^-$ ) y el neutrino del tau ( $\nu_\tau$ ).

Partícula	Q	Masa
Electrón ( $e^-$ )	-1	511 <i>KeV</i>
Neutrino del electrón ( $\nu_e$ )	0	< 0.28 <i>eV</i>
Muón ( $\mu^-$ )	-1	106 <i>MeV</i>
Neutrino del Muón ( $\nu_\mu$ )	0	< 0.28 <i>eV</i>
Tau ( $\tau^-$ )	-1	1.78 <i>GeV</i>
Neutrino del Tau ( $\nu_\tau$ )	0	< 0.28 <i>eV</i>

Tabla 3.2 Carga y masa de los leptones.

Los electrones tienen la menor masa de todos los leptones cargados. Los muones más pesados y taus se convierten rápidamente en electrones a través de un proceso de decaimiento de partículas: la inversión de un estado superior de masas a un estado menor de masas. Los electrones son estables y por lo tanto, es el leptón cargado más común del universo, mientras que los muones y los taus solo pueden producirse en las colisiones de altas energías (como las relacionadas con los rayos cósmicos y las llevadas a cabo en los aceleradores de partículas) [10, 11].

Los leptones también poseen propiedades intrínsecas como carga eléctrica, espín y masa. A diferencia de los quarks, los leptones no están sujetos a la interacción fuerte, no obstante, están sujetos a las otras tres interacciones fundamentales: la interacción débil, la electromagnética y la gravitacional. Además, por cada leptón existe un tipo correspondiente de antipartícula, conocida como antileptón, que difiere del leptón de la misma forma de los quarks, es decir, poseen una carga opuesta a sus leptones correspondientes. Sin embargo, según ciertas teorías, los neutrinos pueden ser su propia antipartícula, debido a su carga neutral, pero actualmente no se conoce si este es el caso o no [10].

Finalmente, los leptones cargados pueden combinarse con otras partículas para formar varias partículas compuestas (como en el caso de los átomos), mientras que los neutrinos raramente interactúan con otras; por consecuencia son raramente observados.

Una vez conocidas las propiedades de los fermiones, así como su clasificación, puede conocerse el tipo de interacción fundamental a las que están sujetas, las cuales ya se han mencionado anteriormente. Sin embargo, para completar el modelo, es necesario conocer otro tipo de partículas que se encarguen de conectar a los fermiones con sus respectivas interacciones fundamentales en las que participan. Estas partículas mediadoras se conocen con el nombre de bosones.

### 3.1.2 Bosones

Por definición, los bosones son partículas que obedecen a la estadística de Bose-Einstein: Cuando uno de dos bosones (de la misma especie) cambia, la función de onda del sistema no se modifica [11].

Los bosones son partículas que tienen un espín de valor entero y actúan como mediadores de las fuerzas electromagnética, débil y fuerte.

El primero de los bosones elementales observados es el fotón. El fotón es la partícula mediadora de la interacción electromagnética y a su vez es causa de que las leyes físicas tengan cierta simetría en todos los puntos del espacio-tiempo. Las propiedades intrínsecas de los fotones (como masa invariante y espín) están determinadas por las propiedades de la simetría de norma; por lo tanto, el fotón no tiene masa, no posee carga eléctrica y no se desintegra espontáneamente en el vacío.

El trío de bosones  $W^+$ ,  $W^-$  y  $Z$  son las partículas mediadoras de la interacción nuclear débil. Son dos tipos de partículas fundamentales, muy masivas, que se encargan de cambiar el sabor de otras partículas, como los leptones y los quarks. Cuando un leptón o un quark decaen en uno más ligero, se dice que cambian de sabor. Todos los procesos de cambio de sabor se deben a la interacción débil y en todas ellas interviene uno de los tres tipos de “bosones intermedios” (nombre con el que se conocen también a los bosones  $W^+$ ,  $W^-$  y  $Z$ ).

Uno de los procesos más importantes en los que intervienen los bosones  $W^+$ ,  $W^-$  es la desintegración beta, en la que un neutrón cambia a un protón o viceversa.

El bosón  $Z$  actúa como partícula portadora de momento lineal, es decir, cuando dos partículas se intercambian, éstas inducen momento lineal a sí mismas de forma simultánea a través del bosón  $Z$ . Este intercambio se llama interacción de corriente neutra y ninguna de las partículas involucradas en este proceso cambia de sabor [10, 11].

En cuanto a la interacción nuclear fuerte, el gluón es la partícula portadora de esta fuerza. Al igual que el fotón, el gluón es un bosón sin masa, con espín 1, pero con carga de color, la cual depende directamente del cambio de color de los quarks, que son las partículas con las que interactúa.

Los quarks cambian de color cuando existe un intercambio de gluones, de tal forma que la carga de color total del sistema formado por el quark y el gluón, antes y después, es la misma.

Existen asimismo 8 tipos de gluones, siendo cada uno de ellos una combinación color-anticolor. Los quarks y los gluones forman partículas compuestas con carga de color total neutra (se suele decir que las partículas compuestas son blancas). La teoría que se encarga de describir esta dinámica se llama cromodinámica cuántica.

Partícula	Q	Masa
Fotón ( $\gamma$ )	<i>Neutra</i>	0
Bosón ( $W$ )	$\pm 1$	$< 0.28 \text{ eV}$
Bosón ( $Z$ )	0	$106 \text{ MeV}$
Gluón ( $G$ )	0	$< 0.28 \text{ eV}$
Bosón de Higgs ( $H$ )	0	$1.78 \text{ GeV}$
Gravitón ( $G$ )	0	$< 0.28 \text{ eV}$

Tabla 3.3 Carga y masa de los bosones.

Cabe mencionar que el modelo estándar postula, además, la existencia del bosón de Higgs como partícula elemental masiva y como cuantización del campo teórico de Higgs. En el espacio vacío, el Higgs tiene una amplitud diferente de cero. La existencia de un valor de

expectación no-cero en el vacío juega un papel muy importante; da masa a toda partícula elemental que se acopla al campo de Higgs, incluyendo al propio bosón de Higgs. Sin embargo, la adquisición de un valor de expectación en el vacío inmediatamente rompe la simetría de norma electrodébil. Esto se conoce como el mecanismo de Higgs, el cual consiste en un proceso simple, capaz de dar masa a las partículas sin dejar de ser compatible con las teorías de norma.

En el modelo estándar, el campo de Higgs consiste en dos campos neutrales y dos campos cargados, lo cual lo define como un campo escalar y, por lo tanto, el bosón de Higgs no tiene espín, así que no tiene un momento angular intrínseco, lo que hace que este bosón sea su propia antipartícula [11]. Estas propiedades que definen al bosón de Higgs son discutidas y forman parte de la teoría escrita por Peter Higgs.

Como se ha visto, el contenido de partículas elementales del modelo estándar son esencialmente 24 partículas. No obstante, este número, en nuestro universo las partículas que conforman a los átomos de la tabla periódica son los quarks *up* y *down* junto a los electrones, adicionando los gluones que interaccionan con estos quarks para tener unido el núcleo del átomo. El resto de las partículas del Modelo Estándar están presentes en nuestro universo, como es el caso de los neutrinos o muones que son producto de los rayos cósmicos que atraviesan nuestra atmósfera.

### 3.1.3 Dinámica del modelo estándar

La importancia del principio de norma está relacionada con la forma de interaccionar de las partículas elementales. Las partículas elementales interaccionan por medio del intercambio de partículas llamadas mediadoras. Estas partículas llamadas mediadoras se introducen al establecer el principio de norma, el cual, básicamente establece que una teoría debe ser invariante ante las transformaciones de norma.

En particular, el modelo estándar se impone invariante ante estas transformaciones basada en el grupo de simetría  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  que es la forma de denotar al grupo especial unitario de dimensión 2, mientras que  $U(1)$  esta denotado como grupo unitario de dimensión 1.

La selección de este grupo  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  fue propuesta por Weinberg, Glashow y Salam con la finalidad de describir las interacciones débiles y electromagnéticas entre fermiones. Esta teoría es llamada electrodébil y así es llamado su grupo también.

El contenido de campos y su representación bajo  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  se muestra en la tabla 3.3.

La representación es la forma matemática de introducir los campos, mientras que la dinámica de éstos se obtiene con la *densidad de Lagrangiana* (o simplemente Lagrangiana). En general, la lagrangiana para un campo de spin  $\frac{1}{2}\Psi$  es:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - \mu)\Psi \quad (3.1)$$

Con  $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger \gamma_0$  y  $\gamma$  como las matrices de Dirac.

Ésta  $\mathcal{L}$  no es invariante de norma, es decir, si se propone un grupo y se establece la forma en que  $\Psi$  se transforma bajo este grupo, la lagrangiana no mantiene su estructura cuando  $\Psi$  se transforma. Explícitamente, si  $\Psi$  se transforma como:

$$\Psi \rightarrow [1 - i\alpha(x)T]\Psi \quad (3.2)$$

$$\mathcal{L}(\Psi) \neq \mathcal{L}(\Psi') \quad (3.3)$$

La manera de establecer la invariancia de norma es a través de sustituir  $\partial_\mu$  por la derivada covariante:

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + W_\mu T \quad (3.4)$$

Con

$$W_\mu \rightarrow W_\mu + \partial_\mu \alpha(x) \quad (3.5)$$

Las  $T$  son los generadores del grupo, para lo cual se necesita definir un grupo para conocer a  $T$ , en el caso de  $SU(2)$  son las matrices de Pauli.

La lagrangiana de la teoría electrodébil es:

$$\mathcal{L} = [i\hbar c \bar{\Psi}_1 \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_1 - m_1 c^2 \bar{\Psi}_1 \Psi_1] + [i\hbar c \bar{\Psi}_2 \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_2 - m_2 c^2 \bar{\Psi}_2 \Psi_2] \quad (3.6)$$

Hasta este punto se ha descrito la dinámica de fermiones con los mediadores. Desde una perspectiva práctica, significa que la invariancia de norma introduce las interacciones débiles y electromagnéticas. No obstante, existe una dificultad basada en el término  $\bar{\Psi}_2 \Psi_2$  que no es invariante en particular bajo  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Este tipo de términos están relacionados con la masa de los fermiones. Adicionalmente un término de masa para los mediadores tampoco es invariante bajo el grupo. En el caso del fotón no existe conflicto, pues el fotón es una partícula carente de masa. Sin embargo, los mediadores  $W^+$  y  $Z$  sí son partículas con masa.

La solución a este conflicto fue propuesta por Peter Higgs y se conoce como “Mecanismo de Higgs” [10, 11]. Este mecanismo requiere incluir un campo escalar de la forma:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Cuyo valor o estado de más baja energía sea

$$\langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

Adicionalmente se debe incluir interacción con este  $\Phi$  por medio de

$$\mathcal{L}_{Higgs} = [\mathcal{D}_\mu(\Phi)] + [\mathcal{D}^\mu(\Phi)] - V(\Phi) \quad (3.9)$$

Este  $V(\Phi)$  se toma con toda la intención de generar un estado de energía mínimo, diferente de cero y sobre todo estable. La forma del potencial es:

$$V(\Phi) = -\mu \Phi^\dagger \Phi + \frac{\lambda}{2} (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (3.10)$$

En un valor de mínima energía:

$$V(\Phi) = -\mu \frac{1}{2} v^2 + \frac{\lambda}{2} + \frac{v^4}{4} \quad (3.11)$$

Si  $V$  tiene un valor crítico:

$$\left. \frac{\partial V}{\partial \Phi} \right|_{(\Phi)} = 0 \quad (3.12)$$

Entonces:

$$-\mu v + \frac{\lambda}{2} v^3 = 0 \quad (3.13)$$

$$\mu = \frac{\lambda}{2} v^2 \quad (3.14)$$

Podemos escribir a  $\Phi$  como:

$$\Phi = e^{i\alpha(x)} \left( \frac{1}{\sqrt{2}} v^0 + \frac{1}{\sqrt{2}} H \right) \quad (3.15)$$

Con  $H$  como un campo escalar real.

El potencial se describe como

$$V = -\mu \left( \frac{1}{2} \right) (v + H)^2 + \lambda (v + H)^4 \quad (3.16)$$

$$V = \frac{\mu}{2} H^2 H H + \lambda (v + H)^4 \quad (3.17)$$

Con  $\mu H^2 = 2\mu^2 = \lambda v^2$ , la masa de  $H$ , la cual ha sido observada en el LHC con un valor de  $125 \text{ GeV}$ .

En  $\mathcal{L}_{Higgs}$  las masas de  $W^\pm$  y  $Z$  se encuentran al sustituir la ecuación en el primer término.

## 3.2 Tipos de materia oscura

Con el paso de los años se han extendido las observaciones del Cosmos y son cada vez más precisas las que muestran la existencia de la materia oscura. Ésta no solo se agrupa con la materia estelar formando halos galácticos, sino que también existe como densidad de fondo en el Universo entero. Además, el problema no solo es explicar las curvas de rotación, sino también es descifrar la naturaleza de este tipo de materia. La búsqueda de esta solución proporciona una importante relación entre los físicos de partículas y los cosmólogos, esto se debe a que algunas partículas elementales son los principales candidatos viables a materia oscura en el Universo. Estas partículas son necesarias para explicar la formación de estructura.

Hasta ahora lo único que se sabe acerca de la materia oscura es que interactúa con su entorno solo gravitacionalmente (prácticamente no colisiona con otras partículas y no absorbe ni emite luz). A continuación, se abordarán algunos de los posibles candidatos a materia oscura.

### 3.2.1 Materia oscura fría

En la actualidad los cosmólogos favorecen un modelo en el cual las partículas de materia oscura son de larga vida, frías y no colisionan; llamado modelo de “materia oscura fría”. De “larga vida” significa que el tiempo de vida debe ser compatible con la edad presente del universo, alrededor de 14 billones de años. “Fría” se refiere a las partículas que son no relativistas en el momento en que estas dejan de interactuar con el resto de la materia y por tanto al inicio de la época de materia dominante, de tal forma que ellas pueden agruparse gravitacionalmente. Mientras que “sin colisión” se refiere a que la sección transversal de interacción entre partículas (materia oscura y materia ordinaria) es muy pequeña, tanto que puede ser despreciable para densidades encontradas en halos de materia oscura. Las partículas están sujetas gravitacionalmente a otras y viajan sin impedimentos en órbitas de halos con un amplio espectro de excentricidades [3].

La idea de la formación de estructura que hoy se tiene es que las galaxias se agruparon primero a escalas menores que el horizonte de Hubble. Como este era mucho más pequeño en la época temprana del universo comparado con el de hoy en día, los primeros objetos que se

formaron (grupos o halos de materia oscura) eran mucho menores que la Vía Láctea y mucho menos masivos, tal vez del tamaño de la órbita de la Tierra. Conforme el Universo se expandió y el horizonte de Hubble creció, varios de los primeros halos surgieron y formaron estructuras a gran escala. El resultado de este proceso es la jerarquía de estructura alcanzando hasta varios órdenes de magnitud en volumen y masa [12]. Este modelo de materia oscura fría ha sido favorecido por varias razones:

- Primero, simulaciones numéricas en la formación de estructura con materia oscura fría y sin colisión están de acuerdo con la mayoría de las observaciones en la estructura del Universo.
- Segundo, para una subclase especial de partículas conocidas como WIMP, existe una explicación natural de porqué cumplen con el requisito de abundancia.
- Una tercera razón es que existen candidatos con intereses específicos en los modelos de física fundamental.

### 3.2.2 WIMP

Los WIMP son candidatos a materia oscura fría. Estas partículas solo interactúan gravitacionalmente con la materia bariónica. Con una variedad de partículas predichas por las teorías de unificación, la mayoría de las mismas inestables, a excepción de lagunas como el neutralino. Éstas se encontraban en equilibrio térmico en las primeras trillonésimas partes de segundo después del big-bang, cuando la densidad y la temperatura eran muy elevadas, después abandonaron el equilibrio con una concentración que se predice por su sección transversal de aniquilación [3].

El proceso es el siguiente: cuando la temperatura  $T$  del Universo era mayor a la masa de los WIMP, el número de densidad de éstos era aproximadamente igual al de los fotones  $n_{WIMP} \propto T^3$ , los WIMP se aniquilaban con sus propias antipartículas, formándose partículas más ligeras y viceversa. Cuando la temperatura disminuyó por debajo del valor de la masa  $m$  de los WIMP, y su número de densidad decayó exponencialmente como  $n_{WIMP} \propto e^{-m/T}$ , solo una pequeña fracción de partículas ligeras tuvieron la suficiente energía cinética para crear WIMP. Como consecuencia de esto, la rapidez de aniquilación de WIMP decayó por debajo

de la velocidad de expansión del Universo, hasta llegar a un punto en el cual éstas no se podían aniquilar y por tanto su densidad se mantuvo constante [3, 12]. Siguiendo estos argumentos, la densidad de los WIMP se puede calcular con el siguiente resultado:

$$\Omega_{WIMP} \cong \frac{7 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_{an} v \rangle} \quad (3.18)$$

Donde  $\sigma_{an}$  es la sección transversal de aniquilación de un par de WIMP en el modelo estándar,  $v$  es la velocidad relativa entre dos WIMP, y el numerador se obtiene usando el valor de la temperatura de la radiación cósmica de fondo, la constante de Newton, etc. Como era de esperarse, la densidad de WIMP disminuye conforme aumenta la sección transversal de aniquilación [3, 12].

Ahora se puede entender porque los WIMP son buenos candidatos a materia oscura. Si una nueva partícula con interacciones débiles existe en la naturaleza, su sección transversal será  $\sigma \approx \alpha^2/m_{débil}^2$ , donde  $\alpha \cong O(10^{-2})$  es la constante de acoplamiento débil y  $m_{débil} \cong O(100 \text{ GeV})$  es del orden de masa de W, la cual está asociada al grupo  $SU(2)$  del modelo estándar. Así, uno puede obtener  $\sigma \sim 10^{-9} \text{GeV}^{-2}$ , y en temperaturas muy bajas  $v$  es muy cercana a la velocidad de la luz y por tanto  $\langle \sigma_{an} v \rangle \cong 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ . Si las partículas interactúan a través de fuerzas débiles, para la sección transversal de la fuerza débil, el valor esperado de la densidad de masa hoy en día se encuentra en el rango que abarca de 20-30% del total de densidad de energía del universo, como lo observado actualmente.

El mejor candidato a materia oscura perteneciente a la clase WIMP es el **neutralino**, una partícula que surge en los modelos con supersimetría, un aspecto fundamental de las teorías de supergravedad que requieren un (aún no observado) bosón para cada fermión conocido y un fermión para cada bosón conocido. Si la supersimetría existiese hoy, las parejas tendrían la misma masa. Pero, debido a que presuntamente la supersimetría se rompe espontáneamente a altas temperaturas en el universo temprano, hoy las masas son distintas [3]. También, muchas de las partículas supersimétricas son inestables y decaen muy rápido después del rompimiento de la simetría. No obstante, para el neutralino (con masa de orden de  $100 \text{ GeV}$ ) su simetría impide que decaiga [3, 12]. En los modelos más simples, estas partículas

son eléctricamente neutras e interactúan débilmente, lo que lo hace un candidato ideal para materia oscura.

Si la materia oscura consistiese en neutralinos, grandes y sensibles detectores podrían divisar su paso a través de las vecindades de este Sistema Solar, y en particular en este planeta Tierra. En la actualidad existe una serie de experimentos para detectar esta partícula, como los experimentos DAMA, ANTARES, AMANDA, etc. Y por supuesto con el Gran Colisionador de Hadrones (LHC). Un resultado semejante se da con otras partículas predichas por el modelo mínimo supersimétrico como el gravitino, axino, etc. [3, 12].

De cualquier forma, si se quiere que las partículas supersimétricas sobrevivan como candidatos a materia oscura, primero debe confirmarse la existencia de la supersimetría. Por consiguiente, deberán aparecer las partículas candidatas con las masas y las constantes de interacción adecuadas y, finalmente, deberá comprobarse su densidad en el Cosmos, lo cual ya se está llevando a cabo en varios laboratorios del mundo.

### 3.2.3 Candidatos extras

#### 3.2.3.1 Modificaciones a la teoría newtoniana

En 1983 el físico israelí Mordehai Milgrom, propone que la teoría newtoniana de la gravedad debe modificarse para aceleraciones pequeñas, y que la física de Newton es sólo una buena aproximación para aceleraciones mucho mayores que  $a_0$ . El contexto de esta teoría se basa esencialmente en lo siguiente: “Una estrella que se encuentra a gran distancia del centro de una galaxia está inmersa en un campo gravitacional débil, así su masa inercial es menor a su masa gravitacional y por tanto es más fácil acelerarla para mantenerla en órbita” [3]. Esta modificación conduce a que la segunda ley de Newton tiene que ser replanteada para pequeñas aceleraciones de la siguiente manera:

$$\vec{F} = m \cdot \mu\left(\frac{a}{a_0}\right) \vec{a} \quad (3.19)$$

Con  $\mu(x)$  una función que cumple con ciertas propiedades descritas a continuación.

Considerando un objeto de prueba de masa  $m$  constante, si este objeto en partículas se encuentra situado a una distancia  $r$  de un objeto de masa  $M$  se tiene:

$$a = \frac{MG}{r^2}, \quad a \gg a_0 \quad (3.20)$$

$$\frac{a^2}{a_0} \approx \frac{MG}{r^2}, \quad a \ll a_0 \quad (3.21)$$

Además, si  $a_N$  es la expresión para la aceleración newtoniana:

$$a \approx a_N, \quad a \gg a_0; \quad (3.22)$$

$$a \approx \sqrt{a_N a_0}, \quad a \ll a_0 \quad (3.23)$$

Interpolando las dos relaciones anteriores se obtiene la siguiente relación heurística:

$$\mu\left(\frac{a}{a_0}\right) a \approx a_N, \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} \mu(x) \approx 1, \quad \text{si } x \gg 1; \quad u(x) \approx x, \quad \text{si } x \ll 1 \\ \uparrow \text{Límite newtoniano} \quad \uparrow \text{Límite de MOND} \end{aligned} \quad (3.25)$$

Un caso representativo de gran interés para su estudio está dado cuando  $u(x) = x(1 + x^2)^{-1/2}$ . Considerando la relación y usando que la aceleración para una órbita circular  $a = v^2/r$  se consigue que:

$$v = \sqrt[4]{GMa_0} \quad (3.26)$$

Lo cual indica que la velocidad orbital para una estrella alejada del núcleo galáctico es constante e independiente de  $r$ , de esta manera se explicaría la planicidad observada en las curvas de rotación. Asombrosamente, tal modificación le permite explicar muchos de los datos observados sin recurrir (en la mayoría de los casos) a postular materia oscura no-bariónica, e incluso explica el origen de varias cantidades de un marco teórico unificado. Su rango de aplicabilidad y éxito es muy amplio: desde las galaxias enanas esferoidales hasta supercúmulos galácticos.

Sin embargo, MOND no es una teoría basada en principios fundamentales, ya que no se deduce de ninguna teoría conocida, sino que es una propuesta fenomenológica que busca sus bases en nuevas teorías, en nueva física.

Uno de los problemas serios con que se enfrenta MOND, es su profunda incompatibilidad con la teoría general de la relatividad (TGR) [3, 5]. Uno de los principios medulares de esta teoría es el llamado “principio de equivalencia fuerte”, el cual enuncia que la masa inercial y la masa gravitacional de un objeto son exactamente iguales. Una vez descrito este principio se llega a la teoría de Einstein casi sin esfuerzo. Sin embargo, como se enunció anteriormente, MOND no satisface este principio, en su lugar, satisface el principio de equivalencia débil. Éste dice que dichas masas sólo son proporcionales. Existe un intento por hacer compatible la TGR y MOND elaborado por Beckenstein. Sin embargo, para hacer dicha compatibilidad él necesita postular un lagrangiano efectivo extremadamente complicado e introduce campos escalares, que finalmente postulan también la existencia de otro tipo de materia. Como podrá verse más adelante, los campos escalares pueden servir como materia oscura utilizando un lagrangiano mucho más simple.

Además, en noviembre de 2002, los datos del satélite Chandra proporcionaron la evidencia que se interpreta como desfavorable para MOND y favorable para la hipótesis de la materia oscura: la “forma y orientación” de una nube de gas caliente que rodea a una galaxia estudiada por el satélite no puede explicarse de otra forma que no sea la existencia de materia oscura fría, esto es, posee velocidades lentas y por tanto es no-relativista. Sin embargo, los defensores de MOND argumentaban que los datos también parecen poner a la materia oscura fría en problemas. Finalmente, las observaciones en el Bullet Cluster, que es el choque de dos cúmulos de galaxias con la presencia de gas a altas temperaturas fotografiado por el satélite Chandra (Fig. 3.1) y los dos cúmulos fuera del centro de masa del gas, son una evidencia contundente de la existencia de la materia oscura [3]. Todas estas observaciones parecen poner a MOND en serios problemas como hipótesis viable.

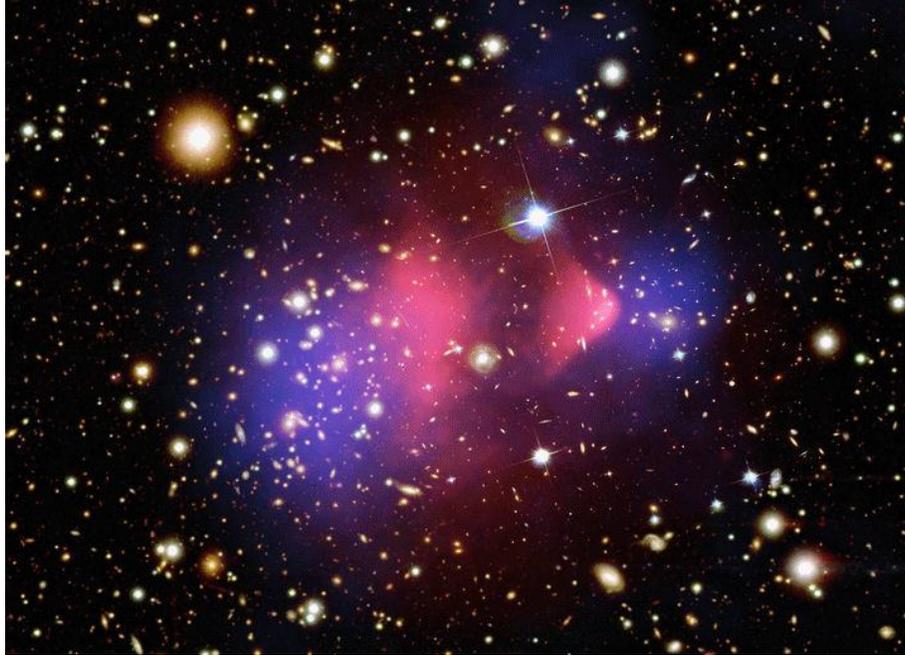


FIGURA 3.1. Fotografía tomada por el telescopio espacial Hubble como evidencia de materia oscura.

En la figura 3.1 se observan tres diferentes partes. La primera está en rojo y corresponde al gas fotografiado por el satélite Chandra en la región de rayos X. Por tanto, se trata de gas a muy alta temperatura, calentado por el choque de los dos cúmulos de galaxias, cuya materia oscura se representa en azul. Los cúmulos, cuyas estrellas están en blanco, se separan uno del otro a más de 1500 km/s, lo que da una clara evidencia del choque. La parte en azul se obtiene usando el método de lente gravitacional y representa la materia oscura de los cúmulos. Obsérvese cómo este tipo de materia no fue afectada por el choque, debido a su baja interacción; en cambio el gas caliente se encuentra fuera del centro de masa de los cúmulos. Esto es una evidencia de que la materia oscura está compuesta de algo diferente de lo que está hecho el gas y las estrellas [3].

### 3.2.3.2 Campos escalares

Todas las teorías y modelos de unificación que se conocen necesitan la existencia de campos escalares fundamentales para su consistencia. Todas ellas, además de éstos, requieren un mecanismo para eliminarlos, pues éstos aparentemente no se ven en la naturaleza. Ejemplos de estos campos escalares son los siguientes: el modelo estándar de Weinberg-Glashow y Salam, tiene asociada la partícula de Higgs, responsable de la ruptura espontánea del grupo  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  a una escala de aproximadamente  $100 \text{ GeV}$ , necesaria para reproducir correctamente las interacciones electromagnéticas y débiles a bajas energías.

El inflatón, probablemente el responsable de un periodo inflacionario del Universo en su etapa temprana. Sin estos inflatones no es posible resolver el problema del horizonte del Universo, ni explicar porque no vemos defectos topológicos, ni como se formaron las semillas de las fluctuaciones primordiales del Universo. El dilatón, propuesto por todos los modelos y teorías modernas de unificación de partículas e interacciones descubiertas en el universo, como supercuerdas, Kaluza-Klein, etc. Sin embargo, hasta la fecha tales campos aún no han sido detectados por algún experimento [3, 5].

De igual manera, para resolver las discrepancias en cuanto a materia oscura, se propuso la idea de que los campos escalares sean candidatos para ser materia oscura del Universo, en particular un campo escalar real denominado “oscilatón”. La idea básica es que los campos escalares ultraligeros se condensan a bajas temperaturas formando condensados de Bose-Einstein, los cuales se comportan como la materia oscura fría a escalas cosmológicas, pero se comportan diferente a escalas galácticas. Esta hipótesis se conoce como condensados de Bose-Einstein como materia oscura [5, 12].

Este campo escalar ha sido propuesto como un candidato viable, debido a que presenta el buen comportamiento del modelo de materia oscura fría (CDM) a grandes escalas y podrían ser los responsables de la formación de estructura observada en el Universo a escalas galácticas. El modelo de campo escalar presenta algunas ventajas sobre CDM. Por ejemplo,

este campo puede explicar la escasez observada en las galaxias enanas debido a que presenta un corte abrupto en el espectro de potencias de masa. También, su autointeracción puede, en principio, explicar la suavidad de los perfiles de densidad en el núcleo de las galaxias [3].

Actualmente esta hipótesis de investigación se encuentra estudiando las condiciones que deben imponerse a las partículas de campo escalar para que al colapsarse formen estructuras de tamaños galácticos, y de esta manera reproducir apropiadamente las reproducciones de distribución de materia oscura. Para esto se requiere el uso fuerte de recursos computacionalmente y conocimiento avanzado en métodos numéricos.

Otro candidato interesante es el axión, partícula con espín cero, carga cero y muy ligera, asociada al rompimiento espontáneo de la simetría del grupo  $U(1)$  de Peccei-Quinn [3]. Los axiones que se produjeron en el Big-Bang nunca estuvieron en equilibrio térmico (éstos inmediatamente forman condensados de Bose que permean el Universo), por lo tanto, siempre son no-relativistas (materia oscura fría). A pesar de que los axiones son partículas sin masa a niveles clásicos, pueden obtener una pequeña masa por efectos no perturbativos [5, 12]. La masa del axión  $m_a$  y su acoplamiento con la materia  $g_a$  son proporcionales a  $1/f_a$ , donde  $f_a$  es la constante de decaimiento que está relacionada con el rompimiento de simetría. En particular, el acoplamiento de un axión con dos fermiones de masa  $m_f$  está dado por  $g_a \sim m_f/f_a$ , así mismo  $m_a \sim \Lambda_{QCD}^2/f_a$ :

$$m_a \sim 10^{-5} eV \times \frac{10^{12} GeV}{f_a} \quad (3.27)$$

La supernova SN1987 impuso el límite  $f_a \geq 10^9 GeV$ . Por otro lado, oscilaciones coherentes del axión alrededor del mínimo de su potencial pueden dar una importante contribución a la densidad de energía del Universo, la condición  $\Omega \approx 1$  impone un límite inferior a la masa del axión implicando  $f_a < 10^{12} GeV$ . De la combinación de ambas constricciones se obtiene:

$$10^9 GeV \leq f_a \leq 10^{12} GeV \quad (3.28)$$

El límite inferior implica una constante de acoplamiento muy pequeña entre el axión y la materia, y por tanto un largo tiempo de vida media, varios órdenes mayores a la edad del

Universo. El límite superior implica que  $m_a \sim 10^{-5} eV$  si los axiones son un componente significativo de materia oscura.

### 3.2.3.3 Dimensiones extras

Entre las ideas más interesantes que han surgido en la comunidad de físicos teóricos se encuentra la propuesta de modelos cosmológicos basados en la idea de las dimensiones extras, en los cuales se postula que nuestro Universo se halla inmerso en un sub-espacio de (3+1) dimensiones, el cual a su vez está inmerso en un espacio de mayor dimensión. Se propone que la explicación al enigma astronómico de la materia oscura es postular la existencia de dimensiones adicionales, así esta materia misteriosa es invisible, pero su presencia en las galaxias se detecta gracias a efectos gravitacionales ejercidos en las estrellas visibles [3].

# Capítulo 4

## Análisis computacional de la densidad reliquia en un modelo con un singlete adicional

### 4.1 Modelo estándar con un singlete adicional

Para incluir un candidato de materia oscura del tipo WIMP en el modelo estándar, es necesario extenderlo a través de la adición de una partícula con las características apropiadas, las cuales han sido descritas previamente en el capítulo 3. Esto es necesario, debido a que no hay partícula en el modelo estándar que cumpla con las condiciones requeridas para ser considerado como un candidato de materia oscura.

Una forma simple de incluir un candidato a materia oscura es mediante el incremento de campos escalares en el modelo estándar. La representación más simple es un singlete, el cual queda descrito por los siguientes números cuánticos:

$$\Phi_s \sim (1, 1; 0), \quad (4.1)$$

donde las entradas corresponden a representación bajo  $SU(3)$ ,  $SU(2)$  y su hipercarga respectivamente.

La interacción adicional para  $\Phi_s$  está dada por la lagrangiana:

$$\mathcal{L}_{\text{singlete}} = (\partial^\mu \Phi_s^\dagger)(\partial_\mu \Phi_s) - m^2 \Phi_s^\dagger \Phi_s - \lambda_s (\Phi_s^\dagger \Phi_s)(\Phi^\dagger \Phi), \quad (4.2)$$

donde  $m^2$  y  $\lambda_s$  son parámetros libres y reales. El tercer término contiene la interacción entre el candidato a materia oscura y el bosón de Higgs del modelo estándar, debido a que  $\Phi$  denota el doblete del modelo estándar.

El proceso para analizar la densidad reliquia es:

$$\begin{aligned} & \textit{Partículas de materia oscura} + \textit{Partículas de materia oscura} & (4.3) \\ & = \textit{Partículas del Modelo Estándar} \end{aligned}$$

Para el caso de la ecuación 4.3, las contribuciones a este proceso de aniquilación o dispersión están dadas por los diagramas de Feynman mostrados en la figura (4.1).

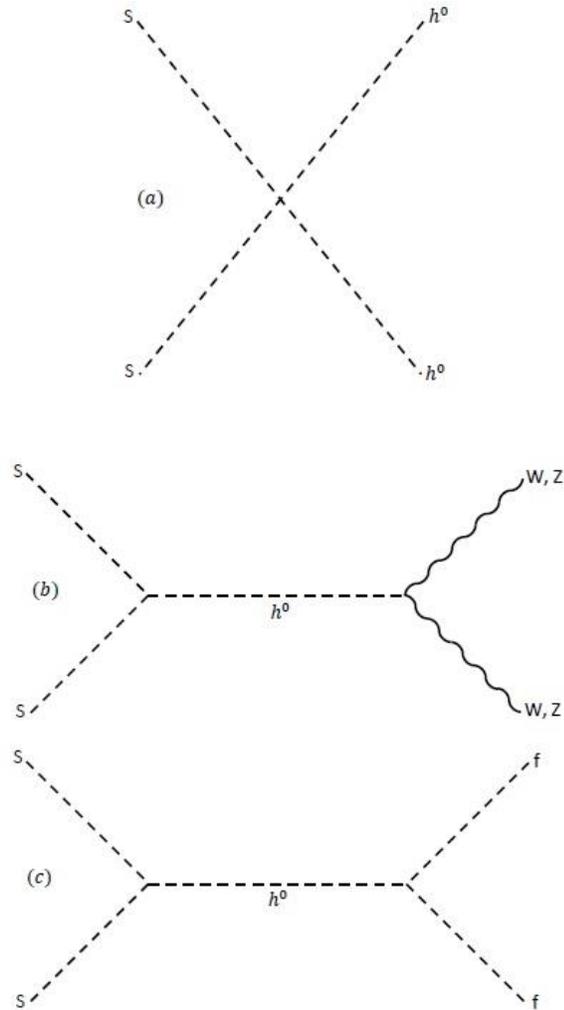


Figura 4.1. (a) Aniquilación S de un par  $h^0$ . (b) Aniquilación S de un par W y a un par Z. (c) Aniquilación S de un par fermión [6].

Cada uno de los diagramas de la figura 4.1 contribuyen a la sección eficaz térmica en la forma:

$$\langle\sigma v\rangle_T = \langle\sigma v\rangle_a + \langle\sigma v\rangle_b + \langle\sigma v\rangle_c \quad (4.4)$$

con

$$\langle\sigma v\rangle_a = \frac{\lambda_S^2}{64\pi m_S^2} \left(1 - \frac{m_h^2}{m_S^2}\right)^{1/2} \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} \langle\sigma v\rangle_b &= 2 \left[1 + \frac{1}{2} \left[1 - \frac{2m_S^2}{m_W^2}\right]^2\right] \frac{\lambda_S^2 m_W^4}{8\pi m_S^2 [(4m_S^2 - m_h^2)^2 + m_h^2 \Gamma_h^2]} \\ &\quad \times \left[1 - \frac{m_W^2}{m_S^2}\right]^{1/2} \\ &+ 2 \left[1 + \frac{1}{2} \left[1 - \frac{2m_S^2}{m_Z^2}\right]^2\right] \frac{\lambda_S^2 m_Z^4}{16\pi m_S^2 [(4m_S^2 - m_h^2)^2 + m_h^2 \Gamma_h^2]} \\ &\quad \times \left[1 - \frac{m_Z^2}{m_S^2}\right]^{1/2} \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$\langle\sigma v\rangle_c = \frac{m_W^2}{\pi g^2} \frac{\lambda_f^2 \lambda_S^2}{[(4m_S^2 - m_h^2)^2 + m_h^2 \Gamma_h^2]} \left(1 - \frac{m_f^2}{m_S^2}\right)^{3/2} \quad (4.7)$$

De esta manera se sustituye  $\langle\sigma v\rangle_T$  en la expresión de la densidad reliquia  $\Omega$ :

$$\Omega_S \equiv \frac{\rho_S \rho_{S^\dagger}}{\rho_c} = 2 \frac{g(T_\gamma)}{g(T_{fS})} \frac{K}{T_\gamma x_{fS} \langle\sigma v\rangle} \times \left(\frac{T_\gamma}{\rho_c}\right) \frac{1 - \frac{3x_{fS}}{2}}{1 - \frac{x_{fS}}{2}}, \quad (4.8)$$

Donde  $\rho_c = 7.5 \times 10^{-47} h^2 \text{GeV}^4$ ,  $h = 0.5 - 11$  y  $T_\gamma$  es la temperatura presente de los fotones.

La ecuación anterior se tiene que resolver para los parámetros libres  $m_S$  y  $\lambda_S$ . No obstante, resulta imposible resolver esta ecuación de forma analítica, por lo tanto, es necesario resolverla numéricamente. Esta solución numérica puede ser proporcionada por el software micrOMEGAs.

## 4.2 Uso de LanHEP para generar un modelo con un singlete

Cualquier extensión del modelo estándar, discutido en el capítulo 3, o incluso un modelo abstracto con partículas totalmente hipotéticas, se describe con su lagrangiana. Una lagrangiana es una función escalar a partir de la cual se puede obtener la evolución temporal, leyes de conservación y otras propiedades importantes de cualquier sistema dinámico; por lo tanto, a esta función se le considera como el operador más fundamental para describir un sistema físico.

Esta lagrangiana asociada a un modelo es lo que se requiere para generar lo que se conoce como reglas de Feynman. Las reglas de Feynman son un formalismo que describe las interacciones posibles dentro de cualquier modelo [10, 11]. La etapa del código para obtener observables con paquetes especializados se describirá en la siguiente sección, mientras que esta sección se dedica al uso de LanHEP y su implementación en un modelo.

LanHEP es un paquete de software diseñado para generar archivos de salida con información de un modelo propuesto (reglas de Feynman) a través de su lagrangiana. Estos archivos son cargados por otros paquetes especializados en obtener cantidades observables asociadas con dicho modelo.

Para instalar el paquete de LanHEP es necesario descargarlo de la página oficial de LanHEP:

**[theory.sinp.msu.ru/~semenov/lanhep.html](http://theory.sinp.msu.ru/~semenov/lanhep.html)**

Es importante mencionar que LanHEP es un software de acceso libre escrito en lenguaje C y que necesita compilarse en la terminal de archivos fuente del sistema operativo para completar su instalación. Se recomienda el uso de la terminal de cualquier distribución de Linux, ya que este paquete fue creado en esta plataforma; o bien puede trabajarse en sistemas operativos de Apple o Microsoft con las medidas correspondientes para estos sistemas [16].

Una vez dentro de la terminal y en la carpeta donde se localizan los archivos de LanHEP se compila con el comando `make`. Posteriormente se muestra el resultado del trabajo de compilación. La figura 4.2 en la primera línea muestra el contenido del paquete de LanHEP.

```
felipe@Jarvis182:~/Escritorio/lanhep320$ ls
alg1a.c  alg1s.c  alias.c  gauge.c  main.c  readch.o  trics3.c
alg1a.o  alg1s.o  alias.o  gauge.o  main.o  README    trics3.o
alg1b.c  alg1w.c  angle.c  group.c  Makefile  red56.c   tridef.c
alg1b.o  alg1w.o  angle.o  group.o  mass.c    red56.o   tridef.o
alg1.c   alg2a.c  atoms.c  herm.c   mass.o    redcol.c  trigon.c
alg1c.c  alg2a.o  atoms.h  herm.o   mdl       redcol.o  trigon.o
alg1c.o  alg2b.c  atoms.o  imprt.c  minsusy  redspin.c triheu.c
alg1d.c  alg2b.o  cls.c    imprt.o  model11.h redspin.o triheu.o
alg1d.o  alg2.c   cls.o    itrio.c  model1.h  regprtc  triuti.c
alg1e.c  alg2c.c  color.c  itrio.o  model3.h  regprtc  triuti.o
alg1e.o  alg2c.o  color.o  lagr.c   model4.h  Singlete  util.c
alg1f.c  alg2d.c  data.c   lagr.o   ops.c     SLHApplus  util.o
alg1f.o  alg2d.o  data.o   lanhep.h ops.o     SMT       vars1.mdl
alg1g.c  alg2e.c  field.c  let.c    params.c  spec.c    varver.c
alg1g.o  alg2e.o  field.o  let.o    params.o  spec.o    varver.o
alg1h.c  alg2.o   fu1.c    lexic.c  parse.c   srules.c  write.c
alg1h.o  alg2r.c  fu1.o    lexic.o  parse.o   srules.o  write.o
alg1i.c  alg2r.o  fu2.c    lgrng1.mdl photon.c  StandardModel wrtfa.c
alg1i.o  alg2s.c  fu2.o    lhep     photon.o  susy8     wrtfa.o
alg1.o   alg2s.o  func1.mdl lists.c  prtcls1.mdl susylHA   wrtfc.c
alg1p.c  alg2t.c  func.c   lists.ci QED      terms.h   wrtuf.o
alg1p.o  alg2t.o  func.o   lists.o  readch.c  test
```

Figura 4.2. Contenido del paquete de LanHEP.

Una vez instalado el paquete LanHEP, se tienen los modelos cargados en la carpeta con el nombre `mdl`. El modelo estándar es uno de los modelos cargados y se encuentra en el archivo `SM.mdl` (figura 4.3). Nótese que hay otros modelos como QED o INERT.

```
felipe@Jarvis182:~/Escritorio/lanhep320/mdl$ ls
calchep.rc  newsm.mdl  slhaplus.mdl  SMsinglet.mdl~  stand.mdl
feynarts.rc  qcd.mdl  sm_brst.mdl  sm_tex.mdl  stand_ufo.lhep
inert.mdl  qeddip.mdl  smnlg.mdl  StandardModel  uedqed.mdl
inert.mdl~  qed.mdl  smren.mdl  standfelipe.mdl  ufo.rc
lhep.rc  SingletSM.mdl  SMSinglet.mdl  standfelipe.mdl~  ufo-static
```

Figura 4.3 Contenido del directorio mdl.

Antes de generar un modelo propio se puede usar alguno de los modelos cargados. A manera de ejemplo y para verificar que LanHEP trabaja correctamente, se puede compilar el archivo `SM.mdl`, el comando `./lhep` ejecuta el archivo bin de LanHEP para que se generen los nuevos archivos del modelo.

El programa de LanHEP tiene diversas posibilidades para generar archivos de salida. En la tabla 4.1 se muestran estos tipos de salida y sus respectivos códigos para su sintaxis.

Tipo de archivo	Código	Software que lo usa
<b>.TeX</b>	-tx	LaTeX
<b>.mdl</b> (4 archivos)	-ca	CalcHEP/micrOMEGAs
<b>.mod, .f y .gen</b>	-fa	Feynarts

Tabla 4.1 Tipos de archivos de salida de LanHEP

Para este trabajo interesado en micrOMEGAs, por lo tanto, se procede con la instrucción:

```
./lhep-OutDir carpetaDestino/mdl/SM.mdl - ca
```

Este comando requiere que en la sintaxis después de *./lhep* se agregue el texto *- OutDir* para especificar que se trata de un archivo de salida y éste se guardará en la carpeta de destino, mientras que se toma el archivo del modelo *SM.mdl* de la carpeta *mdl*.

En este caso, el tipo de salida que se ha seleccionado es exclusiva para su uso posterior en programas especializados como CalcHEP o micrOMEGAs. Después de ejecutar este comando, en la carpeta de destino se hallarán cuatro archivos. Estos archivos se trasladarán al siguiente paquete como se explica en la siguiente sección.

Para crear un modelo nuevo se necesita generar un archivo con extensión *.mdl*. En este archivo debe escribirse la lagrangiana del modelo nuevo. En este caso se explica cómo se realizó el archivo *.mdl* para el modelo discutido anteriormente.

Ya que la base de este trabajo es extender el modelo estándar, es suficiente con modificar el archivo del modelo estándar *SM.mdl*.

Antes de generar un nuevo modelo es conveniente describir cómo funcionan algunas rutinas dentro del código para describir la lagrangiana.

**Parámetros.** Los parámetros son objetos escalares (no tienen índices). Los parámetros denotan constantes de acoplamiento, masas y anchuras de desintegración de partículas, etc. (Fig. 4.4) [17]. Para introducir un nuevo parámetro, se debe usar la sentencia *parameter*, que tiene forma genérica:

***parameter name = value : comment***

- ***name*** es un identificador del parámetro recién creado.
- ***value*** es un valor entero o flotante. Se pueden usar parámetros ya declarados previamente y enteros unidos por operadores aritméticos estándar '+', '-', '\*', '/' y '\*\*'.
- ***comment*** es un comentario opcional para aclarar el significado del parámetro.

```

21 parameter EE = 0.31333 : 'Electromagnetic coupling constant (<->1/128)',
22           GG = 1.117   : 'Strong coupling constant (Z point) (PDG-94)',
23           SW = 0.4740  : 'sin of the Weinberg angle (PDG-94, "on-shell")',
24           s12 = 0.221   : 'Parameter of C-K-M matrix (PDG-94)',
25           s23 = 0.040   : 'Parameter of C-K-M matrix (PDG-94)',
26           s13 = 0.0035  : 'Parameter of C-K-M matrix (PDG-94)'.
27

```

Figura 4.4 Uso de la sentencia *parameter* en el código.

En la expresión de parámetros se pueden usar funciones (igual que en el lenguaje de programación C). Se pueden agregar nuevas funciones mediante el uso de una declaración externa.

**Sustituciones.** LanHEP le permite al usuario introducir nuevos símbolos y luego sustituirlos en términos lagrangianos por algunas expresiones (Fig. 4.5). La sustitución tiene la forma genérica:

***let name = expr .***

Donde ***name*** es el identificador del objeto recién definido. La expresión tiene la misma estructura que aquellos en términos lagrangianos, sin embargo, aquí la expresión puede tener índices libres [17].

```
18 let g5=gamma5.
```

Figura 4.5 Uso de la sentencia `let` en el código

**Partículas.** Las partículas son objetos para denotar partículas físicas. Pueden tener índices. Es posible usar cuatro sentencias para declarar una nueva partícula, al mismo tiempo las declaraciones definen el índice de Lorentz correspondiente:

**scalar  $P/aP$ : (*options*).**

**spinor  $P/aP$ : (*options*).**

**vector  $P/aP$ : (*options*).**

**tensor  $P/aP$ : (*options*).**

$P$  y  $aP$  son identificadores de partículas y antipartículas. En el caso de partículas verdaderamente neutras (cuando la antipartícula es idéntica a la partícula en sí), se debe usar la forma  $P / P$  con nombres idénticos para partículas y antipartículas [17].

Es posible escribir solo el nombre de la partícula. En este caso, el nombre de la antipartícula correspondiente se genera automáticamente. Se cumple con la convención CompHEP habitual, cuando el nombre de antipartícula difiere de la partícula al alterar el caso de la primera letra. Entonces, para el nombre del electrón  $e1$ , el nombre de la antipartícula generado automáticamente será  $E1$  [16, 17]. Si el nombre contiene el símbolo '+', se reemplaza por '-' y viceversa (Fig. 4.6).

```

69 vector
70     A/A: (photon, gauge),
71     Z/Z: ('Z boson', mass MZ = 91.187, width wZ = 2.502, gauge),
72     G/G: (gluon, color c8, gauge),
73     'W+'/'W-': ('W boson', mass MW = MZ*CW, width wW = 2.094, gauge).
74

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

98 scalar H/H:(Higgs, mass MH = 200, width wH = 1.461).
99 %
100 %Se introduce el singlete
101 %
102 scalar '~hs'/'~hs':('Singlet Higgs', pdg 1000035, mass Mhs, width whs=auto).
103

```

Figura 4.6 Uso de las sentencias `vector`, `spinor` y `scalar` para partículas en el código

**Expresiones de la lagrangiana.** Cuando se declaran todos los parámetros y partículas necesarias para la introducción de un modelo, uno puede ingresar términos lagrangianos con la ayuda de la sentencia:

#### **`lterm expr.`**

Los objetos de expresión elementales pueden ser enteros, identificadores de parámetros, partículas, especiales, sustituciones y arreglos (fig. 4.7) [17].

```

178 lterm GG*anti(psi)*lambda*gamma*G*psi where
179     psi=q1; psi=q2; psi=q3.
180

```

Figura 4.7 Uso de la sentencia `lterm` en el código

**Prueba de términos hermíticos conjugados.** LanHep puede verificar la corrección de los términos de conjunción hermítica en la lagrangiana (fig. 4.8). Para hacer esto, el usuario debe usar la sentencia:

#### **`CheckHerm.`**

Si no se encuentra la conjunción, se imprime un mensaje de advertencia [17].

```
276 end_if.  
277  
278 SetAngle (1-SW**2=CW**2) .  
279 SetEM(A,EE) .  
280 CheckHerm.  
281
```

Figura 4.8 Uso de la sentencia CheckHerm en el código

Una vez tomado el código del modelo estándar, se procedió a agregar los datos necesarios de la nueva partícula propuesta al inicio de este capítulo. Para ver el código completo véase el **Apéndice**.

### 4.3 Uso de micrOMEGAs en el modelo generado

MicrOMEGAs es un paquete de software (escrito también en lenguaje C) diseñado para el cálculo de propiedades de la materia oscura en modelos de interacción de partículas. Esta herramienta se ha desarrollado con el objetivo de facilitar la evaluación de algunas propiedades físicas muy importantes como la densidad reliquia, los flujos de fotones, antiprotones y positrones para búsquedas indirectas de materia oscura. Lo que distingue a micrOMEGAs de otros códigos es su capacidad, una vez que se le da un archivo de un modelo modificado, para generar todos los observables antes mencionados para cualquier conjunto de parámetros. En la figura 4.9 se muestra un diagrama de flujo sobre el funcionamiento de MicrOMEGAs.

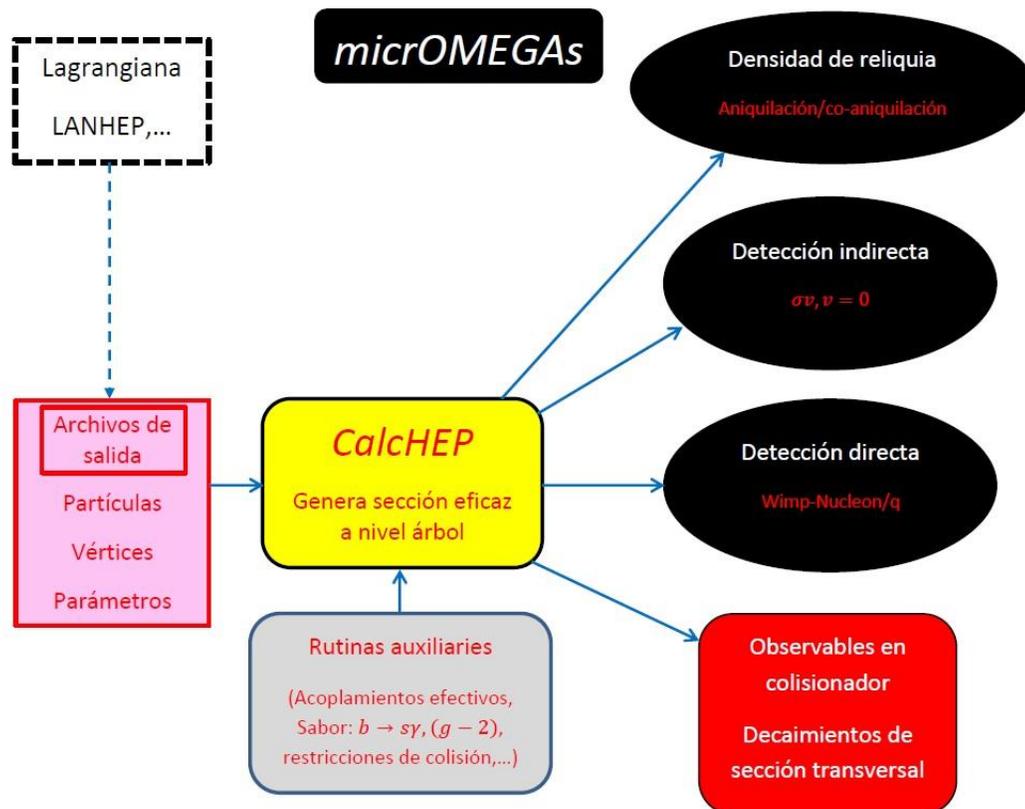


Figura 4.9 Diagrama de flujo de micrOMEGAs [19].

Para instalar el paquete micrOMEGAs, es necesario descargarlo de la página oficial:

[lapth.cnrs.fr/micromegas/](http://lapth.cnrs.fr/micromegas/)

De la misma forma que LanHEP, este paquete se instala en un directorio a gusto del usuario y requiere un uso más extenso de la terminal de archivos fuente del sistema. En la figura 4.10 se muestra el contenido de este directorio, donde ya se encuentran algunos modelos de los más utilizados en el estudio de física de partículas.

```
felipe@Jarvis182:~/Escritorio/micromegas_4.2.5$ ls
calc          clean        Makefile    MSSM        README     sources    Z5M
calchep.ini  CPMSSM     man        newProject  RHNH       UMSSM
CalcHEP_src  IDM        mdlIndep   NMSSM      Singlete   Z3M
cgwRun       LHM        modelMakefile Packages    SM4        Z4M
```

Figura 4.10 Contenido del paquete micrOMEGAs

Después de la instalación de micrOMEGAs se recomienda hacer una prueba de su correcto funcionamiento. Para esto se tiene que compilar el archivo ejecutable para calcular propiedades observables relacionadas con materia oscura en un modelo específico. Para hacer esto, hay que ir al directorio de un modelo a través de la terminal, por decir SM4 (Modelo Estándar), y se inicia:

```
[g]make main=main.c
```

Debe generar el ejecutable principal. De la misma manera:

```
gmake main=filename.ext
```

genera el nombre del archivo ejecutable basado en el archivo de origen *filename.ext*. Para archivos con la extensión *.ext* se admiten 3 opciones: *'c'*, *'F'*, *'cpp'* que corresponden a C, FORTRAN y C++ [18, 19].

En el caso de este trabajo fue necesario crear un nuevo modelo, para esto se compila el archivo ejecutable *newProject* para generar un nuevo proyecto a través de esta sintaxis donde se genera un nuevo directorio con el nombre del modelo (Singlete). Ahora bien, dentro de este directorio se halla el mismo contenido que en cualquier otro modelo, en el cual se harán los cambios necesarios dentro del código del archivo ejecutable principal (Figura 4.11).

```

felipe@Jarvis182:~/Escritorio/micromegas_4.2.5/Singlete$ ls
calchep  data.par~  main.c      main_singlete2.c~  Makefile
data1.par  lib      main.F      main_singlete3.c~  README
data.par  main     main_singlete  main_singlete.c  work

```

Figura 4.11 Contenido del directorio del modelo

Para trabajar en orden existe una carpeta de trabajo, identificada con el nombre */work*, donde se ubicarán los archivos con las características del modelo y donde micrOMEGAs arrojará los resultados que se obtengan después de compilar el archivo ejecutable correspondiente (figura 4.12).

```

felipe@Jarvis182:~/Escritorio/micromegas_4.2.5/Singlete/work$ ls
autoprot.h  Makefile  path.c  so_generated  VandP.c
calchep     models    results  tmp           work_aux.a

```

Figura 4.12 Contenido de la carpeta de trabajo

Es importante hacer hincapié en la carpeta */models*, ya que es en este directorio específico donde deben ubicarse los 4 archivos de salida proporcionados por LanHEP (figura 4.13).

```

felipe@Jarvis182:~/Escritorio/micromegas_4.2.5/Singlete/work/models$ ls
func1.mdl  lgrng1.mdl  prtcls1.mdl  prtcls1.mdl~  vars1.mdl

```

Figura 4.13 Contenido de la carpeta */models* y archivos con la información del modelo

Antes de proceder a compilar los archivos obtenidos de LanHEP es conveniente describir cómo funcionan algunas rutinas dentro del código de micrOMEGAs:

**sortOddParticles (*text*)**. El cálculo de todas las restricciones del modelo público y del espectro de partículas se realiza con esta rutina, que calcula todas las restricciones, ordena las partículas impares con masas en aumento, escribe el nombre de la partícula impar más liviana en el texto y asigna su masa al parámetro global *Mcdm*. Esta rutina devuelve un código de error distinto de cero si no se puede calcular alguna restricción. El nombre de la restricción correspondiente está escrito dentro del paréntesis. Esta sentencia se debe invocar antes de cualquier otra función cuando se comienza a trabajar con un modelo; además, se debe invocar después de una reasignación de cualquier parámetro de entrada [16, 17].

**assignValW(char\*name, doublevalue)**. Para asignar un nuevo valor al nombre de un parámetro se utiliza esta rutina; da una advertencia si el nombre no se corresponde con ningún parámetro [17].

**qNumbers(pName, &spin2, &charge3, &cdim)**. Calcula los números cuánticos de una partícula y devuelve directamente su código PDG (Particle Data Group). Esta función permite verificar que el candidato de materia oscura no tenga cargas eléctricas o de color.

**omega = darkOmega (& Xf, fast, Beps)**. La densidad reliquia, explicada en el capítulo 2, se puede calcular con esta función.

Donde **fast** y **Beps** son parámetros de entrada. Con  $fast \neq 0$  se logra un cálculo rápido y optimizado. El parámetro **Beps** permite cambiar el número de canales tomados en cuenta para la evaluación de la densidad reliquia. Si la contribución de los canales para los cuales la suma de la masa de partículas entrantes o salientes ( $M_s$ ) es grande, se suprime mediante el factor de Boltzmann:

$$e^{-\frac{2M_{cdm}-M_s}{T_f}} \quad (4.9)$$

donde  $T_f$  es la temperatura de congelación; micrOMEGAs descarta todos los canales cuyo factor es menor que **Beps** [16, 17].

En la figura 4.14 se puede observar el código que utiliza micrOMEGAs para hacer el cálculo de la densidad reliquia, así mismo se puede tomar como ejemplo del uso de las rutinas explicadas previamente.

```

1 int main()
2 { int err;
3   char cdmName[10];
4   int spin2, charge3, cdim;
5   ForceUG=0; /* to Force Unitary Gauge assign 1 */
6   double var = 0.0; double r1,r2,r3;
7   int i,j;
8   for (i=0; i<100000; i++)
9   {
10      err=sortOddParticles(cdmName);
11      if(err) { printf("Can't calculate %s\n",cdmName); return 1;}
12      qNumbers(cdmName, &spin2, &charge3, &cdim);
13      err = assignVal( "MH", 125.0);
14      err = assignVal( "lams", r1);
15      err = assignVal( "Mhs", var);
16 #ifdef OMEGA
17     { int fast=1;
18       double Beps=1.E-5, cut=0.01;
19       double Omega,Xf;
20
21       Omega=darkOmega(&Xf,fast,Beps);
22       if(Omega<=0.1186+0.0020 && Omega >= 0.1186-0.0020)
23       {
24         printf(" %.4e\t %.4e\t %.4e\n",var,r1,Omega);
25       }
26     }
27 #endif
28   }
29   return 0;
30 }

```

Figura 4.14 Código de micrOMEGAs

## 4.4 Densidad Reliquia para un escalar singlete

El análisis de la densidad reliquia queda en función de los parámetros  $\lambda$  y  $M_{DM}$ . Estos parámetros son libres, esto es, no hay condiciones teóricas que los restrinjan. No obstante, las observaciones y límites experimentales sí los restringen.

En el caso de la densidad reliquia se usa el valor reportado por [20]. La figura 4.15 muestra la solución a la ecuación de Boltzmann para  $\Omega_{DM}^2$  como función de la masa del candidato a materia oscura.

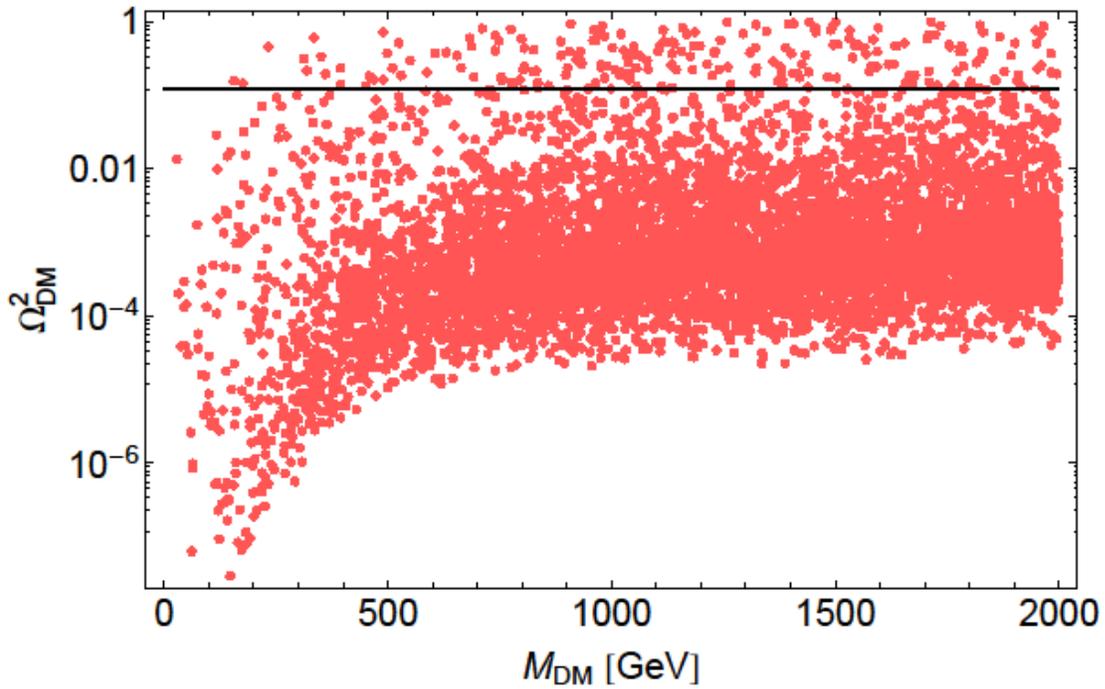


Figura 4.15 Densidad reliquia para un escalar singlete

La región de masa explorada es:

$$0 \leq M_{DM} \leq 2000 \text{ GeV} \quad (4.10)$$

$\Omega_{DM}^2$  se encontró al realizar una selección aleatoria para  $\lambda$  y  $M_{DM}$ .

La figura 4.16 muestra el comportamiento de  $\Omega_{DM}^2$  como función de  $\lambda$ . En ambas gráficas se incluye una línea ubicada en el valor permitido por la observación experimental. Esta línea en ambas figuras muestra los valores permitidos para los parámetros libres.

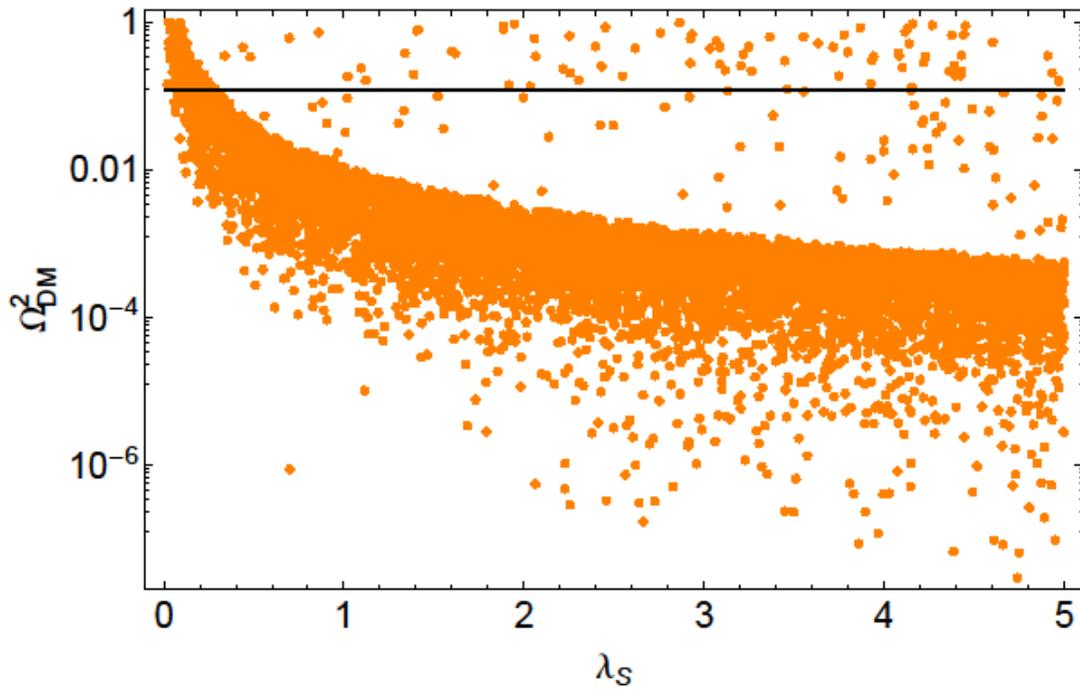


Figura 4.16 Densidad reliquia en función de los valores de  $\lambda$

Por otra parte, es posible observar únicamente los puntos de las figuras 4.15 y 4.16 que se intersectan con la línea experimental, es decir, los valores de  $\lambda$  y  $M_{DM}$  que son solución de la ecuación de Boltzmann y además cumplen con la restricción experimental:

$$\Omega_{CDM} h^2 = 0.1186 \pm 0.0020$$

con un nivel de confianza de 90%. La figura 4.17 muestra estos puntos.

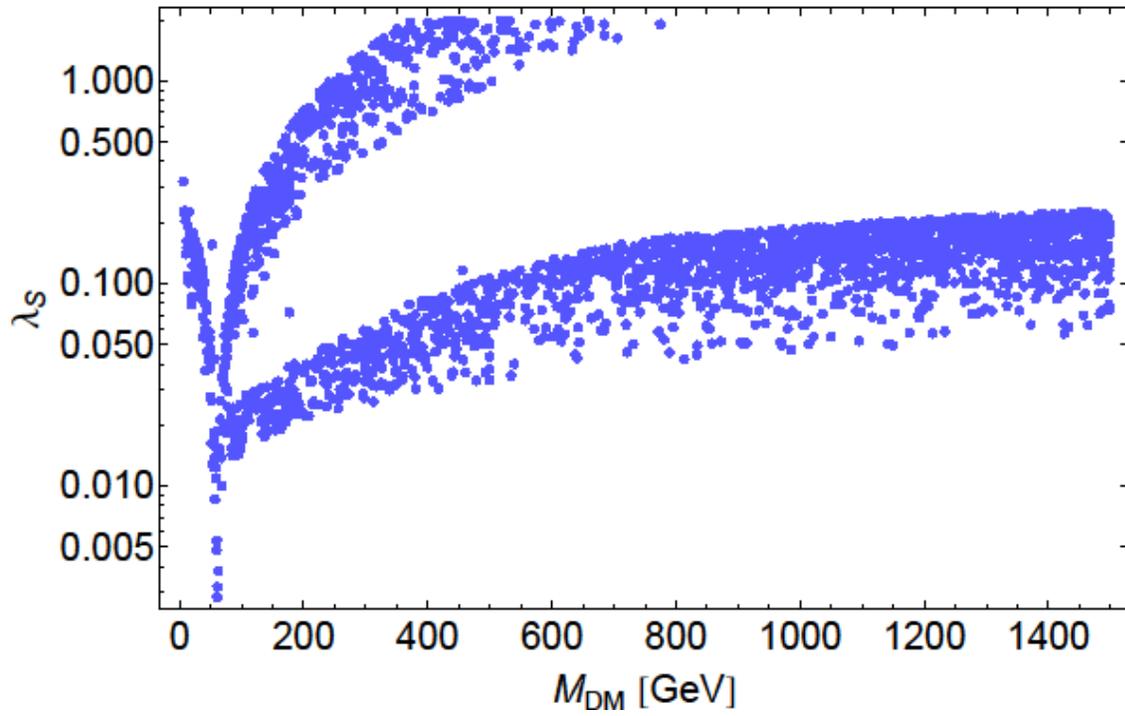


Figura 4.17 Región válida para los puntos que dan solución a la ecuación de Boltzmann

# Conclusiones

Hoy por hoy, una de las más importantes incógnitas en la física contemporánea es proporcionada por las observaciones experimentales de las velocidades de rotación de las galaxias. Encontrar una explicación a esta incógnita será un gran logro para la física y proporcionará una nueva teoría.

En esta tesis se supuso que una explicación a la discrepancia entre la curva teórica y los valores observados para la velocidad de rotación viene dada por medio de la consideración de la existencia de más materia que la observada.

En los capítulos 3 y 4 se dio una descripción de la materia oscura y las características que debe tener. Una de las cantidades que se ha medido para el caso particular de la materia oscura es la densidad reliquia. Para esto se utilizó el valor reportado  $\Omega_{CDM}h^2 = 0.1186 \pm 0.0020$  para confrontarlo con un candidato a materia oscura propuesto en la literatura [6]. Esta propuesta consiste en extender el sector escalar del modelo estándar de las partículas elementales a través de la adición de un campo escalar descrito como un singlete bajo el grupo de simetría  $SU(2)$  explicado en el capítulo 3. De esta forma, al usar esta extensión, solo se han incrementado 2 parámetros: la masa del singlete que juega el papel de materia oscura y el acoplamiento cuántico  $\lambda$ .

La densidad reliquia se obtuvo como función de estos dos parámetros por medio de la implementación de los paquetes LanHEP y micrOMEGAs. En LanHEP se generó un código para obtener un archivo con el modelo estándar como referencia y con el sector escalar extendido. Posteriormente, obtener la solución numérica para  $\Omega_{CDM}h^2$  en el paquete micrOMEGAs usando los archivos generados en LanHEP; los detalles están descritos en el capítulo 4.

Ahora bien, en la figura 4.17 se muestra el resultado importante de este trabajo. Esta figura revela una región permitida para los parámetros  $\lambda$  y  $M_{DM}$  bajo la consideración del valor reportado de  $\Omega_{CDM}h^2$ .

Nótese que hay regiones en las que se permite una partícula de materia oscura con valores de masa en la escala de  $TeV$  en adelante, si el parámetro  $\lambda$  tiene un valor asintótico de 0.1 aproximadamente.

Por otra parte, se ha encontrado un valor mínimo para la masa de materia oscura de aproximadamente  $50 GeV$ , el cual se muestra también en la figura 4.17. No obstante, como parte de la solución se encontraron regiones donde el valor de  $\lambda$  crece. Estas deben ser descartadas al considerar restricciones teóricas como la perturbatividad, la cual restringe a  $\lambda$  como  $\lambda \leq 4\pi$ .

Cabe mencionar que para tener una región con mayor validez es necesario considerar restricciones adicionales provenientes de la física del bosón de Higgs, así como los demás parámetros observables en el ámbito de la materia oscura. No obstante, esto sale de los objetivos planteados de esta tesis.

# Apéndice

## Código de LanHEP

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Standard Model - unitary and t'Hooft-Feynman gauges.%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% Phys Rev D 50 3637 "Gauge singlet scalar as cold dark matter"

keys gauge_fixing=Feynman.

do_if gauge_fixing==Feynman.
    model 'Stand. Model (nonlin. gauge)'/8.
do_else_if gauge_fixing==unitary.
    model 'Stand. Model (nonlin. gauge)'/7.
do_else.
    write('Error: the key "gauge" should be either "Feynman" or
"unitary".').
    quit.
end_if.

let g5=gamma5.
```

```
use sm_tex.
```

```
%%%%%%%% SM parameters
```

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

```
          GG = 1.117   : 'Strong coupling constant (Z point)  
(PDG-94)',
```

```
          SW = 0.4740  : 'sin of the Weinberg angle (PDG-94,"on-  
shell")',
```

```
          s12 = 0.221   : 'Parameter of C-K-M matrix (PDG-94)',
```

```
          s23 = 0.040   : 'Parameter of C-K-M matrix (PDG-94)',
```

```
          s13 = 0.0035  : 'Parameter of C-K-M matrix (PDG-94)'.
```

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

```
parameter c12 = sqrt(1-s12**2) : 'parameter of C-K-M matrix',
```

```
          c23 = sqrt(1-s23**2) : 'parameter of C-K-M matrix',
```

```
          c13 = sqrt(1-s13**2) : 'parameter of C-K-M matrix'.
```

```
parameter Vud = c12*c13      : 'C-K-M matrix element',
```

```
          Vus = s12*c13      : 'C-K-M matrix element',
```

```
          Vub = s13          : 'C-K-M matrix element',
```

```
          Vcd = (-s12*c23-c12*s23*s13) : 'C-K-M matrix element',
```

```
          Vcs = (c12*c23-s12*s23*s13)  : 'C-K-M matrix element',
```

```
          Vcb = s23*c13        : 'C-K-M matrix element',
```

```
          Vtd = (s12*s23-c12*c23*s13)   : 'C-K-M matrix element',
```

```
          Vts = (-c12*s23-s12*c23*s13)  : 'C-K-M matrix element',
```

```
          Vtb = c23*c13          : 'C-K-M matrix element'.
```

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

```
%%%%%%%% Parametros para el singlete %%%%%%%%%%
```

```
parameter MS0 = 200.
```

```
parameter lambdas = 1.
```

```

%%%%%%%% Gauge vector bosons

do_if gauge_fixing==Feynman.

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

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

%%% Quarks

```

```

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

%%% Higgs doublet
scalar H/H:(Higgs, mass MH = 125, width wH = auto).

%--BSM-- Singlet scalar
scalar S0/S0:(Singlet, pdg 1000025, mass MS0, width wS0 = auto).
%--BSM--

%%%%%%%%%%%%% SU(2)_L Gauge group representations
% Left Doublets for particles (ANTIPARTICLES)
let l1={n1,e1}, L1={N1,E1}.
let l2={n2,e2}, L2={N2,E2}.
let l3={n3,e3}, L3={N3,E3}.

% Right singlet for particles (ANTIPARTICLES)
let q1={u,d}, Q1={U,D}, q1a={u,Vud*d+Vus*s+Vub*b},
Q1a={U,Vud*D+Vus*S+Vub*B}.

let q2={c,s}, Q2={C,S}, q2a={c,Vcd*d+Vcs*s+Vcb*b},
Q2a={C,Vcd*D+Vcs*S+Vcb*B}.

let q3={t,b}, Q3={T,B}, q3a={t,Vtd*d+Vts*s+Vtb*b},
Q3a={T,Vtd*D+Vts*S+Vtb*B}.

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

do_if gauge_fixing==Feynman.

```

```

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

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

end_if.

let WW1 = {W1, W2 , W3}, WW = {'W+',W3,'W-'}.
let g=EE/SW, g1=EE/CW.
read sm_brst.
%%%%%%%%%%%%%% Self-interaction of gauge bosons --- Lagrangian Term
lterm -F**2/4 where
    F=deriv^mu*B1^nu-deriv^nu*B1^mu.
lterm -F**2/4 where
    F=deriv^mu*G^nu^a-
deriv^nu*G^mu^a+i*GG*f_SU3^a^b^c*G^mu^b*G^nu^c.
lterm -F**2/4 where
    F=deriv^mu*WW1^nu^a-deriv^nu*WW1^mu^a -
g*eps^a^b^c*WW1^mu^b*WW1^nu^c.
%%%%%%%%%%%%%% left fermion interaction with gauge fields ---
Lagrangian Term
lterm anti(psi)*gamma*(1-g5)/2*(i*deriv-g*taupm*WW/2-
Y*g1*B1)*psi
    where
        psi=l1, Y=-1/2;
        psi=l2, Y=-1/2;
        psi=l3, Y=-1/2;
        psi=q1a, Y= 1/6;

```

```

        psi=q2a, Y= 1/6;
        psi=q3a, Y= 1/6.
% right fermion interaction with gauge fields --- Lagrangian Term
lterm    anti(psi)*gamma*(1+g5)/2*(i*deriv - Y*g1*B1)*psi
        where
            psi=e1,Y= -1;
            psi=e2,Y= -1;
            psi=e3,Y= -1;
            psi=u, Y=  2/3;
            psi=c, Y=  2/3;
            psi=t, Y=  2/3;
            psi=d, Y= -1/3;
            psi=s, Y= -1/3;
            psi=b, Y= -1/3.

% quark-gluon interaction --- Lagrangian Term
lterm    GG*anti(psi)*lambda*gamma*G*psi where
        psi=q1; psi=q2; psi=q3.
do_if gauge_fixing==Feynman.
let pp = { -i*'W+.f', (vev(2*MW/EE*SW)+H+i*'Z.f')/Sqrt2 },
        PP = { i*'W-.f', (vev(2*MW/EE*SW)+H-i*'Z.f')/Sqrt2 }.
do_else.
let pp = { 0, (vev(2*MW/EE*SW)+H)/Sqrt2 },
        PP = { 0, (vev(2*MW/EE*SW)+H)/Sqrt2 }.
end_if.
%%%%%%%%%% Para el Singlete
let ppS0 = S0.
%%%%%%%%%% Yukawa --- Lagrangian Term

```

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

where

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

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

where

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

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

where

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

%%%%%%%%%% Scalar Potential --- Lagrangian Term

```
lterm -2*lambda*(pp*PP-v**2/2)**2
```

where

```
lambda=(g*MH/MW)**2/16, v=2*MW*SW/EE.
```

%%%%%%%%%%--- BSM --- Scalar Potential --- Lagrangian Term

%%%

```

%%%%%%%%% introducir los parametros lambda y mu en terminos de la masa
de S0

parameter v=2*MW*SW/EE.

parameter mus=-MS0**2-(1/2)*lambdas*v**2.

%%%

%%% Kinetic terms for scalars

%%%

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

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

%%%%%%%%% incluir la contribucion de S0 para usarse despues

%      pues McDonald no tiene este termino de interaccionentre S0 y Z
y W

%

%let DS0^mu^a = (deriv^mu+i*g1/2*B1^mu)*S0^a +
%      i*g/2*taupm^a^b^c*WW^mu^c*S0^b.
%

%let DS0c^mu^a = (deriv^mu-i*g1/2*B1^mu)*S0^a
%      -i*g/2*taupm^a^b^c*{ 'W-'^mu,W3^mu, 'W+'^mu }^c*S0^b.

%%%%%%%%%

%let DS0^mu = (deriv^mu)*S0.

%let DS0c^mu = (deriv^mu)*S0.

%

lterm DPP*Dpp.

%

%lterm DS0c*DS0.

%

lterm ((deriv^mu)*S0)*((deriv^mu)*S0).

%

lterm -i*GG*f_SU3*ccghost(G)*G^mu*deriv^mu*ghost(G).

```

```

lterm -1/2*(deriv*G)**2.
do_if gauge_fixing==Feynman.
parameter nla=0.3, nlb=1.4, nld=1.22, nlk=0.876, nle=-1.2.
%let nla=0, nlb=0, nld=0, nlk=0, nle=0.
let G_A = deriv*A.
let G_Z = deriv*Z+(MW/CW+g/CW/2*nle*H)*'Z.f'.
let G_Wp= (deriv-i*nla*EE*A-
i*g*CW*nlb*Z)*'W+'+(MW+nld/2*g*H+i*nlk*g/2*'Z.f')*'W+.f'.
let G_Wm= (deriv+i*nla*EE*A+i*g*CW*nlb*Z)*'W-'+(MW+nld/2*g*H-
i*nlk*g/2*'Z.f')*'W-.f'.
%brst_transform 'A.C' -> -G_A.
lterm -G_A**2/2 - G_Wp*G_Wm - G_Z**2/2.
lterm -'A.C'*brst(G_A) .
lterm -'Z.C'*brst(G_Z) .
lterm -'W+.C'*brst(G_Wm) .
lterm -'W-.C'*brst(G_Wp) .
/*
lterm g*eps*deriv*Gh*gh*WW1.
lterm -MW*EE/2/SW*((H+i*'Z.f')*( 'W-.C'*'W+.c' + 'W+.C'*'W-.c')
+H*'Z.C'*'Z.c'/CW**2-2*i*'Z.f'*'W+.C'*'W-.c') .
lterm i*EE*MW/2/CW/SW*(
'W+.f'*( 'W-.C'*'Z.c'*(1-2*SW**2)+'W-.c'*'Z.C'
+2*CW*SW*'W-.C'*'A.c') -
'W-.f'*( 'W+.C'*'Z.c'*(1-2*SW**2)+'W+.c'*'Z.C'
+2*CW*SW*'W+.C'*'A.c') .
*/
%WriteL.
end_if.
SetAngle(1-SW**2=CW**2) .
CheckHerm.

```

# Referencias

- [1] Bertone G., Hooper D., Silk J., “Particle dark matter: evidence, candidates and constraints”, Physics Reports (2004).
- [2] Van den Bergh S., “The early History of Dark Matter”, 111 (1999).
- [3] Vázquez-González A., Matos T., “La materia oscura del universo: retos y perspectivas”, Revista Mexicana de Física (2008).
- [4] Boucenna S. M., “Neutrino physics and dark matter”, Universidad de Valencia, España (2014).
- [5] Bertone G., “Particle dark matter: observations, models and searches”, Cambridge University Press, (2010).
- [6] McDonald J., “Gauge singlet scalars as cold dark matter”, Phys. Rev. D. (1994).
- [7] Lopez Honorez L., Nezri Emmanuel, Oliver Joseph F., Tytgat Michel H. G., “The inert doublet model: an archetype for dark matter”, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics (2007).
- [8] Martínez Martínez R. E., Nisperuza Toledo J. L., Ochoa Pérez F. A., “Materia oscura a partir de un sector escalar en un modelo  $U(1)_x$ ”, Rev. Acad. Colomb. Cienc. Ex. Fis. Nat. 39(153):450-454, (2015).
- [9] Ethan M. Dolle, Shufang S., “Inert dark matter”, Phys. Rev. D. (2009).
- [10] S. Dodelson, Modern Cosmology. Academic Press, 1 ed., (2003).
- [11] S. Weinberg, Cosmology. Oxford University Press (2006).
- [12] García-Colín Scherer L., Goldstein P., del Río J. L., “Ludwig Boltzmann a cien años de su muerte”, El Colegio Nacional, México (2007).

- [13] García-Colín Scherer L., “Introducción a la mecánica estadística”, El Colegio Nacional, México (2011).
- [14] Griffiths, D., “Introduction to Elementary Particles”, Wiley-VCH, Germany (2008).
- [15] Tanedo F. “Defense Against the Dark Arts”, Notes on dark matter and particle physics, Institute for High energy Phenomenology, Cornell University, Ithaca, NY (2011).
- [16] Vicente A., “Computer tools in particle Physics”, Notes of the mini-course ‘Computer tools in particle physics, Cátedra Augusto García González, (2015).
- [17] Semenov A., “LanHEP –a package for the automatic generation of Feynman rules in field theory. Version 3.0.”, Computer Physics Communications (2008).
- [18] Belanger G., Boudjema F., Pukhov A., Semenov A., “micrOMEGAs: A program for calculating the relic density in the MSSM”, Computer Physics Communications (2002).
- [19] Belanger G., Boudjema F., Pukhov A., Semenov A., “micrOMEGAs 2.0: a program to calculate the relic density of dark matter in a generic model”, Computer Physics Communications (2006).
- [20] Abruzzolive. (2015). Laboratorio Gran Sasso, una finestra sul mondo grazie alla ricerca sulla materia oscura. Recuperado de <http://www.abruzzolive.it/?p=28794>.
- [21] Se utilizaron imágenes para ejemplificar las características del laboratorio IceCube. Recuperado de <https://icecube.wisc.edu>.
- [22] Fermilab (2015). U.S. scientists celebrate the restart of the Large Hadron Collider. Recuperado de <http://news.fnal.gov/2015/04/u-s-scientists-celebrate-the-restart-of-the-large-hadron-collider-2>.
- [23] Particle Data Group. Se usaron datos del portal sobre las partículas del modelo estándar. Recuperado de <http://pdg.lbl.gov>.