



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS
INSTITUTO DE FÍSICA

MATERIA OSCURA EN UN MODELO DE CUATRO DOBLETES DE HIGGS CON
SIMETRÍA S_3 .

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS FÍSICA,

PRESENTA:
HUMBERTO ALONSO REYES GONZÁLEZ.

TUTOR PRINCIPAL:
Dra. MYRIAM MONDRAGÓN CEBALLOS.
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM.

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:
Dr. GENARO TOLEDO SÁNCHEZ.
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM.
Dr. SARIRA SAHU
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES, UNAM.

Ciudad Universitaria, CD. MX., Enero 2017.



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

Dedicatoria.

*A mis padres y a mi esposa,
por su infinito apoyo y paciencia.*

Agradecimientos.

Agradezco a mis padres, Humberto Reyes Valdés y Alma Rosa González Vásquez, quienes con paciencia y cariño, me mostraron el valor del estudio y el amor a la vida. Sus inquebrantables valores y principios, los llevo siempre conmigo.

A mi esposa, que me ha acompañado y alentado en cada paso de mi carrera. Gracias por ser mi compañera de vida.

A la Dra. Myriam Mondragón Ceballos, por aceptarme como alumno. Su supervisión fue indispensable para la realización de esta tesis.

A la Dra. Estela Garcés, por su importante apoyo y asesoría durante este proyecto.

Al Dr. Genaro Toledo Sánchez y el Dr. Sarira Sahu, por su seguimiento como miembros de mi Comité Tutor.

A mis sinodales, la Dra. Myriam Mondragón Ceballos, la Dra. Estela Garcés, la Dra. Catalina Espinoza, el Dr. Ricardo López y el Dr. Alexis Aguilar, por sus valiosas correcciones y sugerencias.

Al Dr. Florian Staub, por sus valiosos consejos en el uso de SARAH y MicrOMEGAs.

Al Posgrado en Ciencias Físicas de la UNAM, por haberme aceptado en su programa de maestría en ciencias (física). Ha sido un sueño cumplido ser parte de esta institución.

Al CONACyT, por el apoyo económico brindado durante mis estudios de maestría.

Por último, agradezco el apoyo económico recibido por el proyecto PAPIIT-IN11115, para congresos y la culminación de mi tesis.

Resumen.

En el pasado se ha propuesto que las tres familias de fermiones están relacionadas por una simetría, dado que antes del rompimiento espontáneo de la simetría las partículas no tienen masa, es imposible distinguir entre generaciones. La simetría propuesta por Mondragón et. al. [1], que representa esta situación, es la simetría permutacional S_3 .

Si sólo consideramos un bosón de Higgs, esta simetría debe romperse de manera que todas las partículas adquieran masa. Para evitar romper esta simetría explícitamente, se extiende el sector de Higgs al cual se le impone la misma simetría que al sector fermiónico, requiriendo al menos 3 Higgses. De esta manera la simetría, aunque oculta, prevalece.

El grupo de simetría S_3 tiene tres representaciones irreducibles, un doblete, un singlete simétrico y un singlete antisimétrico, de manera que ocupando todas las representaciones, podemos tener hasta 4 dobletes de $SU(2)$ escalares. Recordando que necesitamos 3 dobletes para no romper la simetría del sabor explícitamente, añadimos un cuarto doblete de $SU(2)$ en la representación singlete antisimétrica. Le imponemos, además, una simetría Z_2 , bajo la cual este se transforma como $H_a \rightarrow -H_a$, para asegurar su estabilidad, de manera que podemos tener un candidato (o candidatos) a materia oscura.

Calculamos el mínimo y las segundas derivadas del potencial, para obtener las matrices de masa y los campos escalares físicos que resultan después del rompimiento de simetría electrodébil. Además, para asegurarnos de que el problema se reduce al de un potencial con tres dobletes de Higgs, comparamos nuestros resultados cuando el campo H_a es igual a cero con los del potencial de tres dobletes. De esta manera corroboramos que las propiedades del potencial con tres dobletes se preservan. Obtuvimos, además, las condiciones de estabilidad del vacío para el potencial con cuatro dobletes.

Identificamos dos candidatos a materia oscura viables, los campos neutros pertenecientes al doblete antisimétrico. De manera que obtenemos tres posibilidades, que el candidato sea la partícula neutra escalar, la pseudo escalar o ambas.

Índice general

Agradecimientos	II
Resumen.	III
I Introducción.	VI
II Materia oscura.	3
1. Modelo Estándar.	4
1.1. El rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil y el mecanismo de Higgs.	6
1.2. Más allá	9
2. Pruebas de la existencia de la materia oscura	11
2.1. Curva de rotación de galaxias espirales	11
2.2. Materia oscura en clusters de galaxias	12
2.3. Lentes gravitacionales	13
2.3.1. Clúster Bala.	14
2.4. Bosque Lyman- α	14
2.5. Radiación cósmica de fondo	15
3. Caracterización de la materia oscura.	17
3.1. Densidad reliquia	17
3.1.1. Reliquia térmica y las WIMPs	17
3.1.2. Ejemplos de mecanismos de producción.	18
3.2. ¿Fría o caliente?	19
3.2.1. Materia oscura caliente.	19
3.2.2. Materia oscura fría.	20
3.2.3. Materia oscura tibia.	20
3.3. ¿La materia oscura es neutra?	21
3.4. Consistencia con Nucleosíntesis del Big Bang (BBN)	22
3.5. Evolución estelar	22
3.6. Compatibilidad con restricciones de auto-interacciones.	23

3.7.	DetECCIÓN DIRECTA DE MATERIA OSCURA.	23
3.8.	Compatibilidad con restricciones en observaciones de rayos gamma.	24
3.9.	DetECCIÓN INDIRECTA	25
3.9.1.	Neutrinos	25
3.9.2.	Antimateria.	25
3.9.3.	Longitud de onda múltiple y rayos X	27
3.10.	¿Puede comprobarse experimentalmente?	27
4.	CANDIDATOS ACTUALES A MATERIA OSCURA	29
4.1.	Materia oscura supersimétrica	29
4.2.	Materia oscura en teoría de Kaluza-Klein	30
4.3.	El singlete escalar como materia oscura	31
4.3.1.	Portales de Higgs	33
4.4.	Materia oscura de un doblete inerte	33
4.5.	Axiones	35
4.6.	Materia oscura caliente (relativista)	36
4.7.	Materia oscura asimétrica.	38
4.8.	MACHOS	38
4.9.	Materia oscura inelástica.	39
III	MATERIA OSCURA EN UN MODELO CON SIMETRÍA S_3.	40
5.	EL GRUPO DE SIMETRÍA	41
5.1.	El grupo de simetría S_3	41
5.2.	La simetría del sabor.	42
6.	MODELOS DE 3 Y 4 HIGGS CON SIMETRÍA S_3.	44
6.1.	Los potenciales escalares con simetría S_3	44
6.2.	El lagrangiano de Yukawa	46
6.2.1.	El lagrangiano de Yukawa con 4 dobletes de Higgs.	46
6.2.2.	El lagrangiano de Yukawa con 3 dobletes de Higgs.	48
6.3.	El modelo S_3 con 4 dobletes de Higgs y simetría discreta Z_2	48
6.3.1.	Ecuaciones Tadpole.	50
6.3.2.	Matrices de masa	51
6.3.3.	Condiciones de positividad.	55
6.4.	Condiciones de unitariedad.	58
7.	MATERIA OSCURA EN EL MODELO DE CUATRO DOBLETES DE HIGGS CON SIMETRÍA S_3 .	59
IV	CONCLUSIONES.	60

Parte I
Introducción.

Se ha recorrido un largo camino, desde los primeros años del siglo XX, cuando las bases de la mecánica cuántica fueron establecidas por Max Planck, Albert Einstein, Werner Heisenberg, Erwin Schrödinger, Niels Bohr, Max Born, Louis De Broglie y demás científicos brillantes que asistieron a aquella famosísima conferencia de Solvay de 1927.

En los años venideros se logró profundizar en una teoría del universo subatómico y sus consecuencias macroscópicas, gracias a las geniales intervenciones de los científicos desde posguerra hasta los años 70's: Richard Feynman, Julian Schwinger, Shin'ichirō Tomonaga y Freeman Dyson y la electrodinámica cuántica, Chen Ning Yang y Robert Mills y su invarianza de norma local, Steven Weinberg, Abdus Salam y Sheldon Glashow y la teoría electrodébil, David Politzer, Franck Wilczek y David Gross y la cromodinámica cuántica, François Englert y Peter Higgs y el rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil y el consecuente origen de las masas de las partículas, entre otros científicos de gran relevancia.

Las aportaciones conjuntas de estos personajes tuvieron por consecuencia la teoría cuántica de campos, que explica las reglas bajo las cuales se rigen las componentes subatómicas de la materia y sus interacciones. Además, dentro del paradigma de esta teoría se ha establecido el Modelo Estándar de las Partículas (SM), que nos explica las características de las partículas y sus interacciones en este nuestro universo.

Entonces, para los años 70's, teníamos ya un modelo brillante con gran capacidad de predicción y que daba explicación a muchos fenómenos físicos. Aún así, el modelo estándar de las partículas, está muy lejos de ser el final de la historia, existen grandes interrogantes aún por resolver, las cuales requieren extender el modelo o para los más osados, trabajar una teoría más amplia, cuya consecuencia a bajas energías sea lo que observamos de manera 'cotidiana'.

Algunos de los problemas que el modelo estándar de las partículas deja sin resolver son: la asimetría bariónica del universo, los ingredientes de la materia oscura y la energía oscura, el problema CP fuerte, el origen de las familias de quarks y leptones y su jerarquía de masas y la gravedad misma (aunque para esta existe la teoría general de la relatividad).

En esta tesis nos concentraremos en uno de estos problemas: la conformación de la materia oscura. Aunque es importante mencionar que se trabajó partiendo de un modelo extendido del modelo estándar que ataca otro problema: el origen de las familias de quarks y leptones, obteniendo así, un modelo que busca explicar dos interrogantes.

El modelo del que partimos [1, 2, 3], incluye una simetría del sabor, S_3 , dado que esta es la simetría no abeliana más sencilla. De manera análoga, este modelo añade dos nuevos campos escalares al modelo estándar, y establece que los tres son simétricos bajo S_3 , de manera que se logra preservar la simetría del

sabor [4, 5, 6, 7] (a diferencia de lo que sucede con un solo Higgs), oculta en el espectro de bajas energías, después del rompimiento de simetría electrodébil.

Ahora, en un modelo con campos escalares con simetría S_3 , es posible acomodar cuatro Higgses [7, 8], dado que tenemos como representaciones irreducibles, un doblete (donde caben dos campos escalares), un singlete simétrico y un singlete antisimétrico. En el modelo que exploraremos en esta tesis, ocuparemos todas estas representaciones irreducibles de S_3 , los Higgses del doblete y del singlete simétrico interactuarán con los fermiones y preservarán las propiedades obtenidas en los artículos citados, mientras que el Higgs perteneciente al singlete antisimétrico de S_3 , estará desacoplada de los fermiones, y se explorará su viabilidad como partícula de materia oscura. Es importante mencionar que se exploró la posibilidad de obtener un candidato a materia oscura directamente del modelo con tres dobletes, pero resultó no ser viable dado que se alterarían fuertemente las interacciones con los fermiones y las matrices de masa de los quarks. Un modelo con cuatro dobletes permite obtener candidatos a materia oscura respetando lo ya trabajado para el modelo con tres dobletes.

La estructura de la tesis es como sigue. La parte II, trata sobre la materia oscura, que evidencias tenemos de su existencia, cuales son los candidatos más famosos y como se determina si una partícula puede ser considerada materia oscura, pero comienza por una breve descripción del modelo estándar, haciendo énfasis el bosón de Higgs y en el hecho de que debemos ir más allá. La tercera parte sobre el modelo bajo el cual trabajamos, comenzando con una descripción de la simetría S_3 , y su relación con las familias de fermiones. Hacemos una breve descripción del modelo con tres dobletes para concentrarnos en su extensión a cuatro dobletes. Añadimos una simetría adicional Z_2 para asegurar la estabilidad de los candidatos a materia oscura. Calculamos las primeras derivadas y las matrices de masa de los campos de Higgs para este modelo. Obtuvimos las condiciones de estabilidad del potencial y añadimos las condiciones de unitariedad para el modelo con tres dobletes como primera aproximación, para imponer restricciones a las masas de los Higgses. De este trabajo obtuvimos al menos dos candidatos a materia oscura.

Parte II

Materia oscura.

Capítulo 1

Modelo Estándar.

El modelo estándar [9, 10, 11] es una teoría cuántica de campos [12, 13, 14] que ha sido amplia y exitosamente comprobado, a un gran nivel de exactitud, de manera que condensa de mejor manera el conocimiento que tenemos de la fenomenología de la física de partículas. Aún así, se trata del límite de bajas energías de una teoría más fundamental que no conocemos.

El modelo estándar es una teoría de norma no abeliana con el grupo de simetría $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ y tiene en total 12 bosones de norma: 1 fotón, 2 bosones débiles (Z, W^\pm) y 8 gluones. Las partículas que lo conforman están caracterizadas por su espín, su masa y los números cuánticos o cargas que determinan su interacción. El contenido fermiónico (que corresponde a las partículas de espín 1/2), consta de tres familias, con los mismos números cuánticos pero diferente masa. Los mas pesados son inestables y decaen en la familia más ligera, de la cual esta hecha la mayor parte de la materia ordinaria (no oscura). Los cuatro fermiones de cada familia se distinguen por sus cargas electromagnéticas y fuertes. Los dos fermiones de cada grupo acomodados en la parte superior se conocen como quarks, los primeros son tipo 'up' y tienen carga electromagnética de 2/3 y los segundos son tipo 'down' con carga electromagnética -1. Los fermiones de la parte inferior se conocen como leptones y los superiores tienen carga -1, el lepton de la primera familia es el bien conocido electrón. Los leptones inferiores tienen carga 0 y se conocen como neutrinos.

Cada fermión está descrito por dos quiralidades que se agrupan en lo que se conoce como un espinor de Dirac. En el caso de los neutrinos, solo se ha observado la quiralidad izquierda.

Las interacciones en el modelo estándar están asociadas al intercambio de cuatro bosones vectoriales (el término vectorial corresponde a partículas de espín=1) que corresponden a 3 de las cuatro fuerzas fundamentales (electromagné-

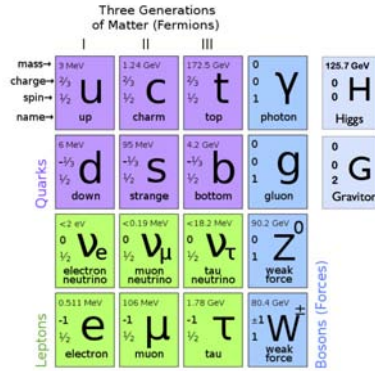


Figura 1.1: El modelo estándar de partículas elementales [15].

tica, nuclear débil y nuclear fuerte). El fotón es el mediador de las interacciones electromagnéticas, 8 gluones las interacciones fuertes y los bosones Z y W^\pm , las interacciones débiles. Los fotones y gluones no tienen masa en reposo, mientras que los bosones "débiles" son masivos. Estos últimos violan paridad P , conjugación de carga C , carga-paridad CP , inversión temporal T , y el número de familia, mientras que los fotones y gluones son invariantes bajo estas transformaciones. Los números cuánticos de los fermiones con respecto a los tres subgrupos están dados como:

	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
L	1	2	-1/2
e_R	1	1	-1
Q	3	2	1/6
u_R	3	1	2/3
d_R	3	1	-1/3

Los valores de las hipercargas para los fermiones derechos están dados por $Y = Q$, dado que los generadores de $SU(2)_L$ se desvanecen para los fermiones derechos.

Esta descripción funciona a energías relativamente bajas. La transición de este régimen "efectivo" y el del modelo estándar toma lugar en la llamada escala electrodébil $v = 174\text{GeV}$. Sobre esta energía, la naturaleza exhibe mayor simetría, las interacciones débiles y electromagnéticas se vuelven indistinguibles, se unifican en la interacción "electrodébil". La quiralidad izquierda de los fermiones up y down, también se vuelven indistinguibles y se expresan en dobletes electrodébiles.

El mecanismo a través de cual la simetría electrodébil se rompe, se conoce como rompimiento espontáneo de la simetría, y es a través de este mecanismo que los

fermiones y los bosones masivos adquieren una masa proporcional a la escala electrodébil. El mecanismo detrás del rompimiento simultáneo de simetría, es el mecanismo de Higgs [16, 17, 18]. Este postula la existencia de un campo de espín 0, llamado campo de Higgs, cuya partícula asociada se descubrió en el CERN en 2012, con una masa de 125GeV [19, 20]. Este campo está encendido incluso en su estado base, donde permea el espacio-tiempo. Es a través de sus interacciones con las partículas del modelo estándar que estas últimas adquieren una masa proporcional a su acoplamiento con el Higgs. Dado que la tesis tiene relación directa con el campo de Higgs, destino la siguiente sección a describir de manera un poco más extensa el rompimiento espontáneo de la simetría y el mecanismo de Higgs.

1.1. El rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil y el mecanismo de Higgs.

La simetría de norma evita que tengamos términos de masa para los bosones vectoriales, por lo que la simetría debe, de alguna forma, romperse. Este no es el único problema, bajo una simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ los fermiones tampoco pueden tener masa.

En el rompimiento espontáneo de la simetría (SSB), las ecuaciones de la dinámica son exactamente simétricas, pero admiten soluciones que no lo son. Es el sistema mismo que espontáneamente rompe la simetría. En el contexto de la teoría cuántica de campos, SSB está caracterizado por: 1) un lagrangiano invariante bajo la simetría, 2) las corrientes asociadas a la simetría siendo conservadas, 3) el vacío, o estado base de la teoría no invariante bajo la simetría, 4) el espectro siendo no invariante. Sus ventajas son: permitir un rompimiento consistente de las simetrías de norma, en particular, una cuantización consistente de los vectores masivos, y una posible realización en la naturaleza para los casos de simetrías globales y simetrías de norma.

Para comprender el rompimiento espontáneo de una simetría de norma, es conveniente explorar un ejemplo más simple, el rompimiento de simetría global. Llamemos Ω al estado base de nuestra teoría cuántica de campos. el SSB surge cuando el valor de expectación en el vacío (vev) de los campos en la teoría, $\langle \Phi \rangle \equiv \langle \Omega | \Phi(x) | \Omega \rangle$, es no invariante bajo la simetría. Dado que no queremos romper la invarianza de Poincaré, solo los escalares pueden adquirir un vev (valor de expectación en el vacío) diferente de cero y $\langle \Phi(x) \rangle$ no depende de la coordenada espacio-temporal x . El vev se obtiene minimizando el potencial escalar efectivo del Lagrangiano de la teoría. Como ejemplo ilustrativo del rompimiento espontáneo de la simetría, usaremos un lagrangiano con un campo escalar complejo ϕ :

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi), \quad V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \frac{\lambda}{2} (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (1.1)$$

Este Lagrangiano es simétrico bajo una simetría $U(1)$ global. λ debe ser no

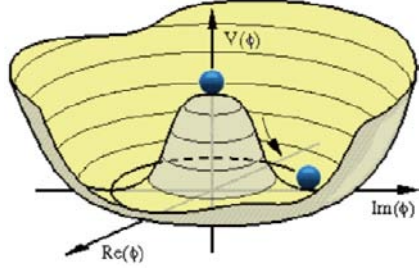


Figura 1.2: Gráfica del potencial “Sombrero Mexicano”, con $\mu^2 < 0$ [21].

negativo, de manera que el potencial tenga una cota inferior. Por otro lado, el parámetro μ^2 puede ser negativo o positivo. La forma del potencial V y la estructura del estado base dependen del signo en μ^2 . Para $\mu^2 < 0$, el mínimo del potencial corresponde a $\langle \phi \rangle = v e^{i\theta}$, donde $v^2 = |\mu^2|$ y θ parametriza la posición de ϕ en el círculo de radio v con mínimo degenerado. El sistema escoge un valor arbitrario de θ , rompiendo espontáneamente la simetría $U(1)$. Sin perder generalidad, podemos asumir $\theta = 0$.

Es conveniente parametrizar el campo como $\phi(x) = r(x)e^{ig(x)}$, donde $g(x)$ parametriza las direcciones planas sobre las cuales el potencial es constante. Como V no depende de $g(x)$, el correspondiente grado de libertad real es no masivo y solo tiene interacciones en sus derivadas. Estos grado de libertad no masivos siempre surgen en la presencia de SSB en teorías cuánticas de campo y son llamados bosones de Goldstone. Es conviene usar una parametrización lineal para estos bosones de Goldstone expandiendo $\phi(x) = v + \phi'(x) = v + (h(x) + iG(x))/\sqrt{2}$. $G(x)$ puede considerarse como la linealización de $vg(x)$. En términos de G y h el potencial es:

$$V = \frac{\lambda}{8}(h^2 + G^2)^2 + \frac{\lambda}{\sqrt{2}}vh(h^2 + G^2) + |\mu^2|h^2 + \text{const.} \quad (1.2)$$

G es no masivo, mientras que el grado de libertad físico h adquiere una masa proporcional a la escala del rompimiento de simetría v y a su autoacoplamiento, $m_h^2 = 2|\mu^2| = 2\lambda v^2$. Los parámetros μ^2 , λ en el potencial V puede ser intercambiados por v y m_h^2 .

Generalizando el rompimiento de cualquier simetría global genérica G obtenemos las siguientes características. Llámese H al subgrupo de G que no está roto por el vev de los campos escalares. Podemos dividir los generadores de G en dos conjuntos: los no rotos, los cuales aniquilan el vacío, los rotos, el conjunto ortogonal. De acuerdo al teorema de Goldstone [22, 23, 24], cada generador roto en G/H esta asociado a un escalar no masivo independiente, con los mismos números cuánticos que los generadores.

Pasemos ahora a describir el rompimiento espontáneo de una simetría de norma. Lo principal en este fenómeno, es el hecho de que el vector asociado a cada generador roto obtiene una componente longitudinal y una masa. El grado de libertad adicional es proveído por el bosón de Goldstone asociado al generador roto, que ser'a absorbido por el vector. De esta manera, podemos describir a los bosones vectoriales masivos W^\pm y Z observados en la naturaleza, de manera consistente.

Consideremos de nuevo el campo escalar complejo, pero promoviendo la simetría global $U(1)$ a una simetría de norma. Nuestro Lagrangiano es ahora:

$$\mathcal{L}_{norma} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(\phi^\dagger\phi) - V(\phi^\dagger\phi) \quad (1.3)$$

donde $D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu$.

Rompamos la simetría $U(1)$ espontáneamente tomando $\mu^2 < 0$. El campo complejo adquiere un vev $\langle\phi\rangle = v$ como antes. Un término de masa $M^2 = 2g^2v^2$ es generado por el bosón vectorial, proporcional a la escala de rompimiento de la simetría y a su acoplamiento con ϕ . El bosón de Goldstone es absorbido por el bosón vectorial, y se convierte en la componente longitudinal. Esto puede verse parametrizando a $\phi(x)$ en términos de $r(x)$ y $g(x)$ como se hizo antes, y notando que:

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi(x) = r(x)e^{ig(x)} \\ A_\mu(x) \end{array} \right. \text{ es equivalente a } \left\{ \begin{array}{l} \phi(x) = r(x) \\ A_\mu(x) - \frac{1}{g}\partial_\mu g(x) \end{array} \right. .$$

Dado que las dos configuraciones están relacionadas por una transformación de norma. Podemos, entonces, escoger una norma unitaria en la cual el campo $\phi(x)$ es real y no contiene a $g(x)$, quien puede ser reconocido como la componente longitudinal de $A_\mu(x)$. En el caso general, el vector de norma asociado a cada generador roto obtiene masa absorbiendo al bosón Goldstone correspondiente. Esto es conocido como el mecanismo de Higgs.

Es tiempo de romper la simetría del modelo estándar. Para hacerlo debemos introducir un campo escalar, el Higgs, el cual desarrollará un vev. Los números cuánticos de este bosón están dados por la necesidad de que los fermiones adquieran un término de masa.

Consideremos el término de masa del electrón, el cual tiene la forma $m(\bar{e}_R e_L + \text{h.c.})$. Como la componente izquierda e_L está contenido en el doblete L , esta interacción debe surgir de una que sea invariante, involucrando al término bilineal $\bar{e}_R L$. Ahora, este término no es invariante bajo G_{SM} . Se transforma como un doblete con $Y = 1/2$ bajo $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Es por esto la masa del electrón no está permitida por la simetría de norma. La única posibilidad es la interacción de Yukawa $\lambda\bar{e}_R L H^*$ con un doblete escalar complejo H , el campo de Higgs. H es un doblete con $Y = 1/2$ bajo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y es un singlete de $SU(3)_c$. Sus dos componentes se contraen con los dos componentes de L . Un término de

masa para el electrón puede ser generado si H obtiene un vev, y luego este vev, es sustituido al campo en la interacción de Yukawa anterior. Resulta que un doblete de Higgs H es suficiente para dar masa a todos los fermiones del modelo estándar (Esto no implica que exista solo uno). El Lagrangiano de Yukawa más general que involucra al campo de Higgs, es el siguiente:

$$-\mathcal{L}_Y = \lambda_{ij}^E e_{iR}^- L_j H^* + \lambda_{ij}^D d_{iR}^- Q_j H^* + \lambda_{ij}^U u_{iR}^+ Q_j H + \text{h.c.}, \quad (1.4)$$

donde $i, j = 1, 2, 3$ incluyendo, de esta manera, a las tres familias.

El lagrangiano \mathcal{L}_Y es el origen del sabor en el modelo estándar. Es gracias a este lagrangiano que podemos discernir de un electrón y un muón, dado que estos solo se diferencian por su masa. El lagrangiano de norma, no diferencia entre ellos.

Ahora solo nos falta especificar el Lagrangiano del Higgs. La opción renormalizable más general es la siguiente:

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) - V, \quad V = \mu^2 H^\dagger H + \frac{\lambda}{2} (H^\dagger H)^2, \quad (1.5)$$

donde $\lambda_H > 0$ y $\mu^2 < 0$.

1.2. Más allá

El modelo estándar ha sido extensamente probado, siendo uno de sus grandes momentos, el descubrimiento de un bosón de Higgs con una masa de 125 GeV en CERN en 2012 [19, 20]. Esto no significa que sea el final de la historia. Existen evidencias de que debemos ir más allá:

- **La materia oscura.** Existen gran cantidad de evidencias de que existe mucha más materia en el Universo, que la que corresponde a la materia “luminosa” u “ordinaria” y ninguna partícula del modelo estándar parece corresponder a este exceso de materia.
- **Asimetría bariónica en el Universo.** Gracias a esto la materia y la antimateria no se eliminaron por completo y tenemos materia en el Universo actual. El modelo estándar no provee explicación a la existencia de esta asimetría.
- **El problema de la jerarquía.** Este no es un problema del modelo estándar directamente, si no de la sensibilidad del potencial de Higgs ante cualquier extensión del modelo estándar. La parte eléctricamente neutra del potencial del campo de Higgs es: $V = m_H^2 |H|^2 + \lambda |H|^4$. Una masa de aproximadamente 125 GeV para el Higgs implica que $\lambda = 0.126$ y $m_H^2 = -(92,9 \text{ GeV})^2$. El problema reside en que, m_H^2 recibe muchas correcciones cuánticas debido a los efectos virtuales de cada partícula que se acopla al campo de Higgs, por lo que se requiere un gran ajuste fino para que la masa del Higgs sea pequeña como la conocemos.

- **Gravedad.** Aunque la teoría de la relatividad general explica el fenómeno de la gravedad, no se ha podido unificar con el modelo estándar, una sola teoría que incluya a las cuatro fuerzas fundamentales.
- **El problema de CP fuerte.** La cromodinámica cuántica (QCD), la teoría de las interacciones fuertes, parece ser simétrica bajo CP, pero la teoría permite que esta simetría se viole. Es necesario imponer un “ajuste” en la teoría para asegurar la conservación de CP.

Para dar solución a uno o varios de estos problemas abiertos, es necesario extender el modelo estándar. Ejemplos importantes son los Modelos Supersimétricos [25] que atacan el problema de la jerarquía, cancelando la correcciones cuánticas de manera “natural” y proveen candidatos a materia oscura, como el neutralino [26]. En esta tesis haremos una extensión con 3 Higgses extras con una simetría S_3 , atacando el problema de la materia oscura.

Capítulo 2

Pruebas de la existencia de la materia oscura

La primera evidencia de la existencia de materia oscura se dio en 1933 por Fritz Zwicky [27], al observar clústers de galaxias. Desde entonces ha surgido nueva evidencia cosmológica (materia oscura en clústers de galaxias, lentes gravitacionales, etc.) apuntando a que existe, en el universo, una gran cantidad de materia no bariónica.

Este capítulo está basado en los artículos: [28, 29, 30] y en el libro [31].

2.1. Curva de rotación de galaxias espirales

Las velocidades circulares de las estrellas a diferentes distancias radiales del centro de la galaxia nos dan la curva rotacional de la galaxia. Por lo que, la curva rotacional de una galaxia es la velocidad orbital de las estrellas en una galaxia, como función de su distancia radial al centro galáctico. En una galaxia espiral, la mayoría de la masa se concentra en el centro y los brazos espirales se esparcen sobre un disco. Para una estrella a una distancia r del centro de la galaxia, que se mueve a una velocidad circular $v(r)$, tenemos un balance entre la fuerza gravitacional y la fuerza centrífuga dada por la ecuación:

$$\frac{mv(r)^2}{r} = \frac{GmM_{<r}}{r^2}, \quad (2.1)$$

donde $M_{<r}$ es la masa dentro del círculo de radio r . Si la estrella está dentro de la región densa de la galaxia, entonces $M_{<r} = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho$ donde ρ es la densidad promedio de la región central. Por lo tanto, dentro de esta zona esperamos:

$$v(r) \sim r. \quad (2.2)$$

Mientras que para una estrella fuera de la región de mayor densidad, la masa $M_{<r}$ puede pensarse como constante con respecto a r , por lo que podemos

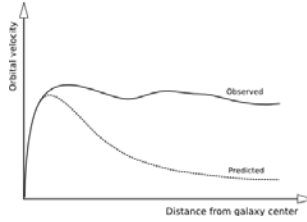


Figura 2.1: Gráfica que muestra la diferencia entre la velocidad de rotación de las galaxias con respecto a la distancia radial predicha y observada. Créditos: www.e-education.psu.edu/astro801/content/18p8.html.

aproximar:

$$v(r) \sim \frac{1}{r^{1/2}}. \quad (2.3)$$

Pero las medidas observacionales de curvas de rotación en diversas galaxias espirales muestran a $v(r)$ constante, incluso para r grande, entonces de (2.1) obtenemos que $M_{<r} \sim r$, sugiriendo la presencia de una gran cantidad de masa no detectada en la galaxia. Esto fue observado por primera vez por Rubin y Ford [32]

2.2. Materia oscura en clusters de galaxias

Los clusters de galaxias son conglomerados de galaxias unidos a un potencial gravitacional común. La presencia de materia oscura en estos clusters es inferida estimando su dinámica, gobernada por efectos gravitacionales y comparándola con la masa estimada de su luminosidad. La estimación de la masa dinámica se hace usando el teorema del virial.

Fue el astrónomo Fritz Zwicky, en 1933 [27], quien primero infirió la existencia de materia oscura, estimando la masa gravitacional del Clúster Coma, usando el teorema del virial. Tomó las velocidades radiales conocidas de siete galaxias en el clúster para medir la media cuadrática de la velocidad de la galaxia. Considerando al Clúster Coma como esférico y que sus galaxias tienen la misma masa, la energía cinética total se estima como $T = \frac{3}{2} M v_{rms}^2$, siendo M la masa del clúster y la energía potencial gravitacional está dada por $V = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$. Con la luminosidad conocida de la luz visible del Clúster, la razón masa-luminosidad $\frac{M}{L}$ para el Clúster Coma es calculado y comparado con la obtenida para cada una de las siete galaxias. Zwicky encontró que la $\frac{M}{L}$ estimada para el Clúster Coma es 50 veces más grande que cualquiera de las galaxias individuales. Esto indica la presencia de una gran cantidad de masa gravitacional no detectada.

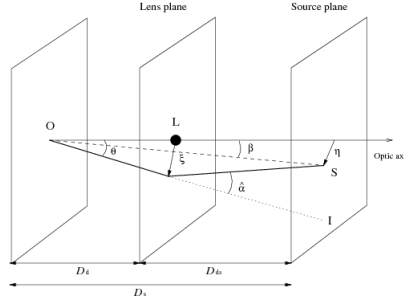


Figura 2.2: Esquema del efecto de lente gravitacional provocado por un cuerpo masivo entre la fuente y el receptor [33].

2.3. Lentes gravitacionales

La desviación de la luz al pasar cerca de un objeto masivo da lugar a un efecto de lente. El fenómeno es conocido como lente gravitacional.

La observación de este efecto, por astrónomos, sin la detección de masa luminosa que lo produzca, indica la presencia de una gran cantidad de materia oscura.

Los lentes gravitacionales se clasifican en fuertes [34], débiles [35] y microlentes [36, 37]. En el caso de las lentes fuertes, múltiples anillos de Einstein son producidos para un objeto distante en el fondo, mientras que los lentes débiles se refieren a imágenes distorsionadas de un objeto en el fondo. En los microlentes el brillo de un objeto en el fondo del objeto masivo parece aumentar para el observador en el frente.

El ángulo de deflexión de un rayo de luz por un objeto masivo puntual de magnitud M está dado por:

$$\alpha_D(x) = \frac{4GM}{xc^2}, \quad (2.4)$$

donde G es la constante gravitacional de Newton, c es la velocidad de la luz en el vacío y x es la distancia de mayor acercamiento del rayo de luz a la masa puntual. En realidad, el rayo de luz estará curvado pero si la fuente luminosa y el objeto masivo puntual están muy separados, entonces el camino de doblamiento de la luz puede ser aproximado por dos líneas rectas con el ángulo de deflexión denotado por α_D . Esta aproximación es conocida como la aproximación de “lente delgado”.

La ecuación de “lente” es la base para la estimación de la masa en un clús-

ter por una lente gravitacional. Esta ecuación relaciona la distancia entre la posición de la fuente y el observador D_S , con el ángulo de deflexión α_D y la distancia del objeto masivo D_{ds} . Si S denota la fuente luminosa, I el punto de imagen y P es un punto justo arriba del lente. Entonces la ecuación de lente sigue de la relación $PI = PS + SI$ y está dada para ángulos pequeños como:

$$D_S\theta = D_S\beta_S + D_{ds}\alpha_D, \quad (2.5)$$

donde θ y β son las posiciones angulares de la imagen y la fuente con respecto al observador y α_D es el ángulo de doblamiento.

Definiendo un ángulo de doblamiento α como:

$$\alpha = \frac{D_{ds}}{D_S}\alpha_D \quad (2.6)$$

la ecuación del lente (2.5) toma la forma

$$\begin{aligned} \theta &= \beta_s + \alpha \\ \text{o } \beta_s &= \theta - \alpha. \end{aligned} \quad (2.7)$$

2.3.1. Clúster Bala.

Una de las mejores evidencias de la materia oscura, usando lentes gravitacionales fuertes y débiles se encontró en el “Clúster Bala” (1E0657-56) [38].

El clúster se creó luego de la colisión de dos clústers gigantes de galaxias a 4 mil millones de años luz de la tierra, en el clúster Carina. Los análisis de rayos X revelan la distribución de masa bariónica del clúster mientras que los lentes gravitacionales fuertes y débiles reconstruyen sus componentes de materia oscura.

El análisis realizado revela que el impacto de los clústeres fue tan grande que provocó que la materia bariónica se desfase de sus respectivos halos de materia oscura, mientras que esta última cruzó sin perturbarse. Por lo que el fenómeno de Clúster Bala, además de proveer evidencia de la existencia de materia oscura, nos da indicaciones de que esta prácticamente no interacciona.

2.4. Bosque Lyman- α

Las líneas de emisión que un átomo de hidrógeno emite cuando el electrón en él hace una transición de un nivel de energía excitado al estado base, se conocen como líneas Lyman- α [39]. De manera inversa, cuando un átomo de hidrógeno en su estado base es irradiado por una onda electromagnética de manera que el electrón toma un estado excitado, la onda correspondiente a esa energía será absorbida por el estado base y aparecerá para el observador una línea de absorción. La serie de estas líneas de absorción representa las energías que fueron usadas

para excitar el estado base del hidrógeno en el medio intergaláctico. Estas son llamadas Bosque Lyman- α y son observadas en el espectro de cuásares distantes.

A causa de la expansión del Universo, la longitud de onda absorbida por un átomo neutro se habría desplazado al rojo si no se hubiera encontrado con un átomo de hidrógeno. De esta manera un observador distante verá una línea de absorción Lyman- α a una longitud de onda correspondiente al tiempo y lugar de donde esta siendo absorbido, por lo que el bosque Lyman- α contiene información del medio intergaláctico.

El medio interestelar consiste de gas influenciado por el potencial gravitacional de toda la materia presente, incluyendo la materia oscura. El bosque de Lyman- α observado combinado con simulaciones computacionales sugieren que el gas interestelar forma estructuras arregladas en filamentos conocidos como la red cósmica, esto es consistente con el escenario de materia oscura fría en el sentido de que la estructura sigue la distribución de materia oscura supuesta a gran escala [40].

2.5. Radiación cósmica de fondo

La radiación cósmica de fondo (CMB, por sus siglas en inglés) es una reliquia, casi uniforme, de ondas que recubre el universo [41]. Es la energía calorífica sobrante del Big Bang. La radiación cósmica de fondo tiene un espectro de cuerpo de negro con una temperatura de 2.726K. En 1992 el explorador COBE (Cosmic Background Explorer) de la NASA detectó anisotropía (fluctuaciones) del orden de 1 en 100,000 [42]. Las fluctuaciones angulares de la CMB proveen evidencia de la materia oscura, revela efectos diferentes para materia bariónica y oscura. La materia ordinaria interactúa de manera fuerte vía radiación mientras que la materia oscura no. El satélite Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) [43], lanzado en 2001 hizo un mapa preciso de las variaciones de temperatura de la CMB, revelando puntos calientes o fríos de alrededor de 1.8 grados en tamaño, a través del espacio, que varían en unas cuantas partes de millón. Gracias a WMAP, conocemos las densidades totales, bariónica y oscura de materia:

$$\begin{aligned}\Omega_m h^2 &= 0,1334_{-0,055}^{+0,0056} \\ \Omega_b h^2 &= 0,0226 \pm 0,00053 \\ \Omega_d h^2 &= 0,1 \pm 0,00035.\end{aligned}\tag{2.8}$$

Donde $\Omega_m h^2$ corresponde a la densidad de masa total, $\Omega_b h^2$ a la densidad de masa bariónica y $\Omega_d h^2$ a la densidad de materia oscura. Nótese que la densidad de materia oscura corresponde al 83 % de la densidad de masa total.

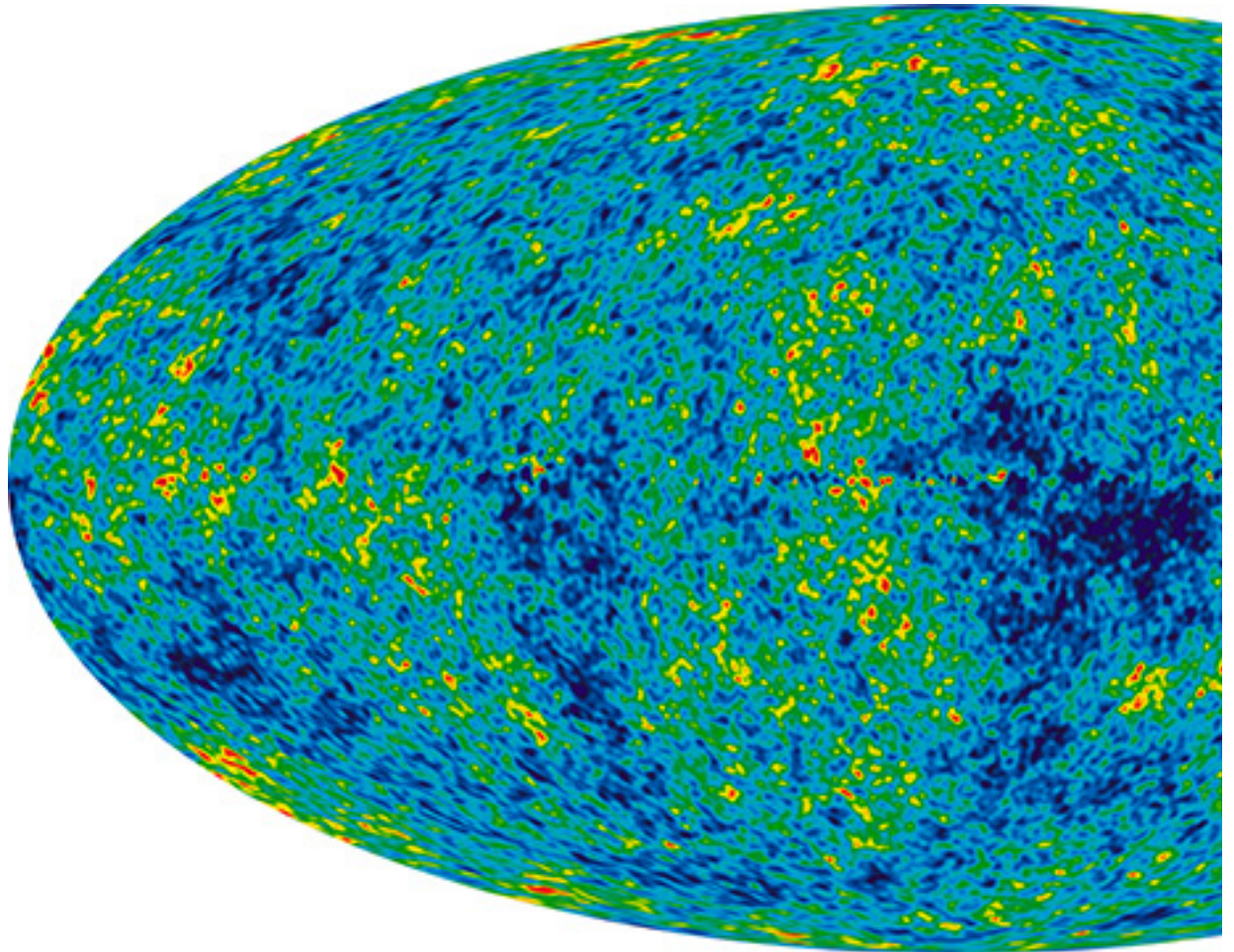


Figura 2.3: Mapa de la radiación cósmica de fondo. Créditos: NASA / WMAP Science Team.

Capítulo 3

Caracterización de la materia oscura.

Para diseñar un modelo que contenga uno o varios candidatos de materia oscura, es importante tomar en cuenta las características, derivadas de observaciones experimentales, que debe tener, así como su capacidad de ser comprobado. Taoso, Bertone y Masiero [44] proveen un test con 10 puntos esenciales a tomar en cuenta para considerar a una partícula como candidata.

3.1. Densidad reliquia

Como pudimos notar en el capítulo anterior, las anisotropías del CMB son una herramienta poderosa para probar modelos cosmológicos y obtener sus parámetros. Uno de estos parámetros es la determinación de la densidad de materia oscura en el universo. WMAP junto a otros experimentos de CMB (BOOMERANG, ACBAR, CBI and VSA), de estructura a gran escala (SDSS, 2dFGRS) y de SuperNova (HST/GOODS, SNLS) han afinado (2.8) obteniendo [45]

$$\begin{aligned}\Omega_m h^2 &= ,131_{-0,010}^{+0,004} \\ \Omega_b h^2 &= 0,0220_{-0,0008}^{+0,0006}.\end{aligned}\tag{3.1}$$

Para que una partícula sea considerada un buen candidato a materia oscura, debe tener una abundancia reliquia acorde y debe tener una esperanza de vida mayor a la edad del universo, calculada en $\tau \gtrsim 4,3 \times 10^{17}$ s [46]. Una manera natural de impedir el decaimiento de la partícula de materia oscura, es mediante simetrías discretas [47]. Un ejemplo es la paridad-R en modelos supersimétricos.

3.1.1. Reliquia térmica y las WIMPs

Existe una clase de partículas, conocidas como WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles), que son partículas masivas que solo interactúan mediante

la fuerza débil, además de la gravitacional y que de manera natural logran la densidad reliquia estimada para la materia oscura.

Las WIMP están, originalmente, en equilibrio termodinámico con el plasma en el Universo temprano y se desacopla cuando el rango de interacción es menor al rango de expansión del universo. Para una partícula no relativista, bajo este desacoplamiento, la densidad numérica sobre la densidad de entropía permanece congelada, es decir, la reliquia térmica se congela. La evolución de la densidad numérica de especies genéricas χ en el universo, está descrita por la siguiente ecuación de Boltzmann:

$$\dot{n}_{eq} + 3Hn = -\langle g_{ann}v \rangle [n^2 - n_{eq}^2], \quad (3.2)$$

donde $3Hn$ toma en cuenta la dilución de la densidad numérica debida a la expansión del universo. Aquí, $\langle g_{ann}v \rangle$ es el promedio térmico de la sección eficaz de aniquilación por la velocidad. n_{eq} es la densidad de equilibrio de las WIMPs en el plasma a temperatura T , y para partículas no relativistas $n_{eq}g(\frac{mT}{2\pi})^{3/2}e^{-m_\chi/T}$ donde g es el número de grados de libertad de χ y m_χ es la masa del WIMP. La densidad reliquia para una WIMP χ es [48]:

$$\Omega_\chi h^2 \approx \frac{1,07 \times 10^9 \text{Gev}^{-1}}{M_{Pl}} \frac{x_f}{\sqrt{g * f}} \frac{1}{a + 3b/x_f} \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_{ann}v \rangle}. \quad (3.3)$$

donde $g * f$ cuenta los grados de libertad relativistas en el momento del desacoplamiento, M_{Pl} es la masa de Planck y $x_f \equiv m_\chi/T_f$ donde T_f es la temperatura de congelamiento. Es importante notar que la sección eficaz de aniquilación, para un partícula de masa m_χ , tiene un máximo, impuesto por la unitariedad de la onda parcial de matriz S, $\langle \sigma_{ann}v \rangle_{max} \sim 1/m_\chi^2$ [49]. Entonces de (3.3) se obtiene una cota superior para la masa de la materia oscura [49]:

$$m_{DM} \lesssim 340 \text{TeV}. \quad (3.4)$$

Aplicando constricciones más estrictas obtenidas de WMAP, la cota superior para m_{DM} se convierte en:

$$m_{DM} \lesssim 120 \text{TeV}. \quad (3.5)$$

No se debe olvidar que esta cota se obtuvo suponiendo que las partículas se encontraban en equilibrio térmico en el universo temprano y puede ser evadida por especies que no han sido producidas térmicamente.

3.1.2. Ejemplos de mecanismos de producción.

Se han propuesto candidatos a materia oscura muy pesados, como los llamados “wimpzillas”, con masas de hasta 10^{15}GeV , arriba del límite (3.5). Para estos candidatos, el reto es evitar la sobreproducción. Se han propuesto varios mecanismos, como su creación durante un recalentamiento después de la inflación, con masas 10^3 veces mayores a la temperatura de recalentamiento [50] o

creadas durante una etapa de precalentamiento con masas de hasta el orden de la escala de gran unificación (10^{15}GeV) [51], entre otros.

Varios mecanismos de producción pueden actuar en conjunto para producir una cierta especie. Su cálculo depende en los detalles del modelo adoptado. Por ejemplo, en el caso de los axiones, los mecanismos de producción son dispersión en el plasma caliente y posible radiación por defectos topológicos como cuerdas-axión.

3.2. ¿Fría o caliente?

La materia oscura caliente se refiere a partículas neutras de con masa pequeña, que seguían en equilibrio después de la más reciente transición de fase en el Universo temprano, que sucedió aproximadamente a $T_{QCD} \approx 10^2\text{MeV}$, donde T_{QCD} es la temperatura de transición de confinamiento de QCD.

Las partículas de materia oscura “tibia” se desacoplan a temperaturas $T \gg T_{QCD}$, y no se calientan por la subsecuente aniquilación de especies hadrónicas.

La materia oscura fría consiste en partículas que interactúan muy débilmente con la materia ordinaria y se mueven a velocidades relativamente menores a la velocidad de la luz. Se han propuesto dos clases de esta materia, un condensado de frío de Bose, como lo podrían ser los axiones, y remanentes pesados de aniquilaciones y decaimientos, como las partículas masivas de interacción débil [52].

3.2.1. Materia oscura caliente.

La materia oscura caliente consiste en especies de partículas que son relativistas al momento de formación de estructura. El prototipo de este tipo de materia, es el neutrino del modelo estándar. Los neutrinos fueron producidos térmicamente en el universo temprano y se desacoplaron termodinámicamente a $T \sim 1\text{MeV}$, conllevando a una abundancia reliquia, que depende de la suma de masas de neutrinos $m_\nu = \sum_{i=1}^3 m_{\nu_i}$:

$$\Omega_\nu = \frac{m_\nu}{90\text{eV}}, \quad (3.6)$$

y su distancia de flujo libre (distancia que recorren las partículas sin ser dispersadas) es :

$$\lambda_{FS} \sim 20 \left(\frac{30\text{eV}}{m_\nu} \right) \text{Mpc}. \quad (3.7)$$

Los modelos de materia oscura caliente son desfavorecidos hoy en día por varias razones [53]. Por ejemplo, el espectro de potencia de perturbaciones de la densidad debe suprimirse más allá de la distancia de flujo libre de las partículas de materia oscura caliente, las cuales para neutrinos en el rango de masas de

unos cuantos eV corresponde al tamaño de superclusters. Además la materia oscura caliente predice una jerarquía top-down de la formación de estructuras, con pequeñas estructuras formándose por fragmentación otras de más grandes, mientras que las observaciones muestran que las galaxias son más viejas que los superclusters.

Pequeñas cantidades de materia oscura caliente pueden ser toleradas, siempre y cuando sean compatibles con la estructura a gran escala y CMB.

La combinación de datos obtenidos de CMB, SuperNova, Bosque de Lyman- α , y clústers de galaxias pone una cota superior a la suma de masas de neutrinos ligeros de [54]:

$$\sum_{\nu} = 1^3 m_{\nu} < 0,17\text{eV}. \quad (3.8)$$

Este límite puede ser aplicado a un candidato de materia oscura genérico.

3.2.2. Materia oscura fría.

La teoría estándar de formación de estructura requiere que la materia oscura sea fría [52], es decir que sea no relativista antes de la era de dominación de la materia y pueda aglomerarse a pequeñas escalas. Candidatos a materia oscura fría pueden ser reliquias térmicas pesadas como el neutralino o partículas ligeras no producidas térmicamente como el axión.

Simulaciones de N-cuerpos para modelos de materia oscura fría- Λ (donde Λ denota la constante cosmológica, que permite conocer el valor de la expansión acelerada del universo) están de acuerdo con una amplia gama de observaciones, haciéndolo un modelo cosmológico ampliamente aceptado.

3.2.3. Materia oscura tibia.

También se ha propuesto que la materia oscura sea tibia, es decir, con velocidades de dispersión entre aquellas de las partículas oscuras frías y calientes. La distancia de flujo libre mayor de las partículas tibias con respecto a las ligeras suprime la formación de pequeña estructura [55]. Mediciones del crecimiento de estructura en clústers de galaxias y bosque de Lyman- α pueden usarse para encontrar un límite inferior para la masa de la materia oscura tibia. Los gravitinos pueden ser candidatos para este tipo de materia, siempre y cuando se desacoplen cuando el número de grados de libertad sea mucho mayor que en el del desacoplamiento del neutrino [56]. Sin embargo, cálculos explícitos muestran que un gravitino ligero como este, no puede conformar toda la materia oscura [57].

Otro ejemplo de candidato de este tipo de materia oscura es el neutrino es-

térril. Su escala de flujo libre está dada por [58]:

$$\lambda_{FS} \approx 840 \text{Kpc}^{-1} \left(\frac{1 \text{KeV}}{m_s} \right) \left(\frac{\langle p/T \rangle}{3,15} \right), \quad (3.9)$$

donde m_s es el eigenestado de masa asociado al eigenestado de sabor estéril. $\langle p/T \rangle$ es el momento medio sobre la distribución de temperatura del neutrino.

Las cotas inferiores para partículas de materia oscura tibia, dependen fuertemente del conjunto de datos usados en el análisis, por ejemplo [59], una combinación del espectro de potencias del SDSS (Sloan Digital Sky Survey) 3D y el SDSS del bosque de Lyman- α pone la cota

$$m_s \geq 1,7 \text{KeV} \quad (3.10)$$

y para una partícula de materia oscura tibia termal como

$$m_{WDM} \geq 0,50 \text{KeV}. \quad (3.11)$$

3.3. ¿La materia oscura es neutra?

Rújula et. al. en [60] propusieron partículas cargadas masivas (CHAMPs) como candidatos a materia oscura.

Actualmente existen restricciones importantes en la abundancia de las CHAMPs. La primera viene de la búsqueda de agua pesada anómala (óxido de deuterio). Dado que las CHAMPs son químicamente idénticos al agua pesada, pueden ser atrapadas en océanos y lagos en la forma de H₂O. Las búsquedas de óxido de deuterio anómalo han fallado, por lo que la abundancia de CHAMPs, para masas en el rango de 100GeV-1000Gev está restringido a ser

$$\left(\frac{n_X}{n_H} \right)_{Tierra} \sim 10^{-28} - 10^{-29}, \quad (3.12)$$

mientras que para masas alrededor de los 10TeV se tiene la cota $(n_X/n_H) < 10^{-20}$. Como resultado los CHAMPs son descartados como candidatos a materia oscura en el rango de masas $m_X = 10 - 10^4 \text{GeV}$.

Los estudios de rayos cósmicos usando globos o satélites también restringen el rango de masas de los CHAMPs. Se han excluido a estas partículas en el rango de masas de $2,4 \times 10^3 - 5,6 \times 10^7 \text{GeV}$ [61]. El límite inferior viene del requerimiento de que las partículas penetran el viento solar y la deposición de energía está sobre el umbral experimental. El límite superior se obtiene comparando el flujo máximo de CHAMPs en la parte más alta de la atmósfera permitida por los experimentos de rayos cósmicos.

Experimentos bajo tierra excluyen el rango de masas desde los 10^8GeV a los

10^{20} GeV. Las respuestas de centelladores a monopolos y CHAMPs se espera que sean similares. Aplicando el límite superior del flujo de monopolos, obtenido en el experimento MACRO, al caso de los CHAMPs se tiene este límite.

Otra restricción viene de la evolución estelar. Se ha visto que los CHAMPs perturban una estrella de neutrones en una escala de tiempo corta, cayendo en su centro produciendo un agujero negro, esto excluye el rango de masas entre 10^2 y 10^{16} GeV [62]. Las propiedades de nubes interestelares difusas constriñen las interacciones del halo de partículas con el hidrógeno. La tasa de deposición de energía debida a colisiones debe ser menor que la tasa de enfriamiento, para nubes en equilibrio, esto desecha a las masas por debajo de los 10^6 GeV.

La combinación de estas restricciones básicamente descarta a los CHAMPs como candidatos a materia oscura.

3.4. Consistencia con Nucleosíntesis del Big Bang (BBN)

La nucleosíntesis de big bang permite hacer predicciones en las abundancias de elementos ligeros, D, He^3 , He^4 y Li^7 , dado que es responsable de la producción de estos. Se cree que ocurrió entre los primeros 10 segundos hasta 20 minutos después del Big Bang. Además de las secciones eficaces nucleares, la teoría solo tiene un parámetro, la razón de barión-fotón. Combinando las predicciones de BBN con las abundancias de D, He^3 , He^4 y Li^7 se puede determinar el rango de densidad bariónica como [63]:

$$0,018 < \Omega_B h^2 < 0,023 \quad (3.13)$$

Si sólo tomamos la abundancia de deuterio, se obtiene el rango:

$$0,019 < \Omega_B h^2 < 0,027. \quad (3.14)$$

En concordancia con CMB.

3.5. Evolución estelar

La evolución estelar provee una herramienta poderosa para poner cotas en física de partículas.

En lo que nos atañe, si los WIMPs son ligeros, pueden ser producidos en el plasma caliente en el interior del gas, y si escapan sin interacción, representan una pérdida de energía, posiblemente modificando la evolución estelar.

Aniquilaciones de materia oscura, pueden proveer una fuente importante de energía, que, para estrellas orbitando en regiones de alta densidad de materia

oscura puede ser igual o mayor a la generada por reacciones nucleares. Se ha propuesto en [64, 65] que estos aniquiladores de WIMPs pueden encontrarse en regiones donde la formación reciente de estrellas es inhibida, buscando poblaciones de estrellas que parezcan extrañamente más jóvenes que aquellas de mayor masa.

El efecto de los decaimientos y aniquilaciones de materia oscura en la formación de primeras estructuras ha sido investigado para candidatos a materia oscura ligera [66, 67]. Ha sido notado que, incluso los neutrinos (partículas estándar), pueden modificar la evolución de estrellas de población III [68].

3.6. Compatibilidad con restricciones de auto-interacciones.

Se ha propuesto que la materia oscura sea auto-interactuante (SIDM) con sección eficaz amplia y secciones de aniquilación suficientemente pequeñas de manera que sean consistentes con búsqueda indirecta [69]. Candidatos aceptables para SIDM incluyen, por ejemplo, a singletes escalares acoplados con el campo de Higgs [70].

Cálculos semi analíticos y simulaciones de N-cuerpos han sido desarrollados para estudiar el efecto de la SIDM en estructuras de halos. Se han obtenido diversas soluciones dependiendo de la razón entre el camino libre medio de la partícula de materia oscura ($\lambda_{mfp} \propto (\rho\sigma/m)^{-1}$ con n la densidad de número y σ/m la sección eficaz de dispersión por unidad de masa de la SIDM) y el radio virial del halo. Se ha encontrado que una sección eficaz por unidad de masa en el rango de $\sigma/m \sim 0,5 - 5\text{cm}^2\text{g}^{-1}$ reproduce correctamente el perfil galáctico observado [71, 72, 73, 74].

Existen varias constricciones a la materia oscura autointeractuante. Se ha observado, por ejemplo, que para $0,3 \lesssim \sigma/m \lesssim 10^4\text{cm}^2\text{g}^{-1}$, los halos galácticos en cústeres de galaxias se evaporarían en una escala de tiempo menor que el tiempo de Hubble [75]. Por otro lado, se ha obtenido un límite superior $\sigma/m < 0,1\text{cm}^2\text{g}^{-1}$ comparando los resultados de simulaciones con el perfil del cúmster MS 1358+62 [76].

Otros límites vienen de la unitariedad de las matrices de dispersión. Esto provee límites superiores en la sección eficaz total y en la sección eficaz inelástica.

3.7. Detección directa de materia oscura.

La búsqueda de materia oscura directa apunta a detectar partículas de materia oscura a través de la medición de retroceso nuclear producido por dispersión de estas partículas. Los resultados de estas suelen darse en términos de secciones eficaces de protones de manera que puedan compararse fácilmente entre dife-

rentes experimentos, donde intervienen diferentes blancos. Para acoplamientos dependientes del espín, no hay mejora coherente, y la sección eficaz está dominada por neutrones y protones no emparentados en el núcleo objetivo. Por esto, las interacciones independientes del espín suelen dominar la sección eficaz en los experimentos que emplean núcleos pesados.

Para discriminar señales de materia oscura del fondo natural, se han hecho experimentos para obtener una modulación anual de la tasa de eventos [77]. De hecho, se espera que la rotación de la Tierra alrededor del Sol, genere una modulación en la velocidad relativa de partículas de materia oscura dada por:

$$v_E = 220\text{Km/s}\{1,05 + 0,07 \cos[2\pi(t - t_m)]\}/1\text{año}, \quad (3.15)$$

donde t_m es aproximadamente el inicio de junio. La variación del flujo de WIMPs es del 7% aproximadamente.

Restricciones proveídas por detección directa excluyen, por ejemplo, al sneutrino izquierdo del MSSM como una componente dominante de materia oscura, mientras que en extensiones del MSSM, el sneutrino derecho es un candidato viable a materia oscura [78].

3.8. Compatibilidad con restricciones en observaciones de rayos gamma.

Es posible buscar materia oscura a través de fotones, neutrinos y antimateria producto de su aniquilación.

En particular, dado que la escala de energía de los fotones provenientes de aniquilación depende de la masa materia oscura. Algunos de los candidatos más populares de materia oscura se espera estén entre los GeV y los TeV [79].

El flujo de rayos gamma de aniquilación de WIMPs en un halo de materia oscura depende de parámetros de física de partículas tanto como de cantidades cosmológicas. El flujo de rayos gamma que llega a la tierra está dado por:

$$\phi(\psi, E_\gamma) = \frac{\langle \sigma_{ann} v \rangle}{8\pi m_\chi^2} \frac{N_\gamma}{E} \times \int_{l.o.s.} ds \rho^2(r(s, \psi)), \quad (3.16)$$

donde m_χ y $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ son la masa y la sección eficaz de aniquilación por la velocidad relativa de la partícula de materia oscura. $\frac{N_\gamma}{E}$ es el espectro del fotón de aniquilaciones de materia oscura que depende de la naturaleza del candidato de materia oscura. El último es el término de integración sobre la línea de visión de la densidad de materia oscura al cuadrado.

A pesar de que no se ha encontrado evidencia concluyente de la aniquilación

de materia oscura, los experimentos de rayos gamma han proveído un amplio rango de observaciones que pueden ser usados para obtener cotas superiores en flujos de rayos gamma provenientes de aniquilación de materia oscura. Algunos observatorios de rayos gamma son HAWK, Milagro y FERMI-LAT.

3.9. Detección indirecta

Los experimentos de detección directa están diseñados para la búsqueda de los productos de la aniquilación de materia oscura. Las partículas más prometedoras que queden provenir de estas aniquilaciones son los neutrinos, la antimateria y emisiones de fotones a diferentes longitudes de onda.

3.9.1. Neutrinos

Los neutrinos pueden producirse directamente o del decaimiento de otros productos de aniquilación y pueden ser detectados con telescopios de neutrinos de alta energía que miden la luz Cherenkov emitida por muones secundarios propagándose en el agua o hielo.

El Sol y la Tierra son blancos importantes para la búsqueda indirecta de materia oscura, dado que los WIMPs se pueden acumular en su interior, aumentando la tasa de aniquilación, liberando un mayor número de neutrinos.

Por otro lado, el centro galáctico, ofrece pocas posibilidades de detectar aniquilación de materia oscura a través de neutrinos.

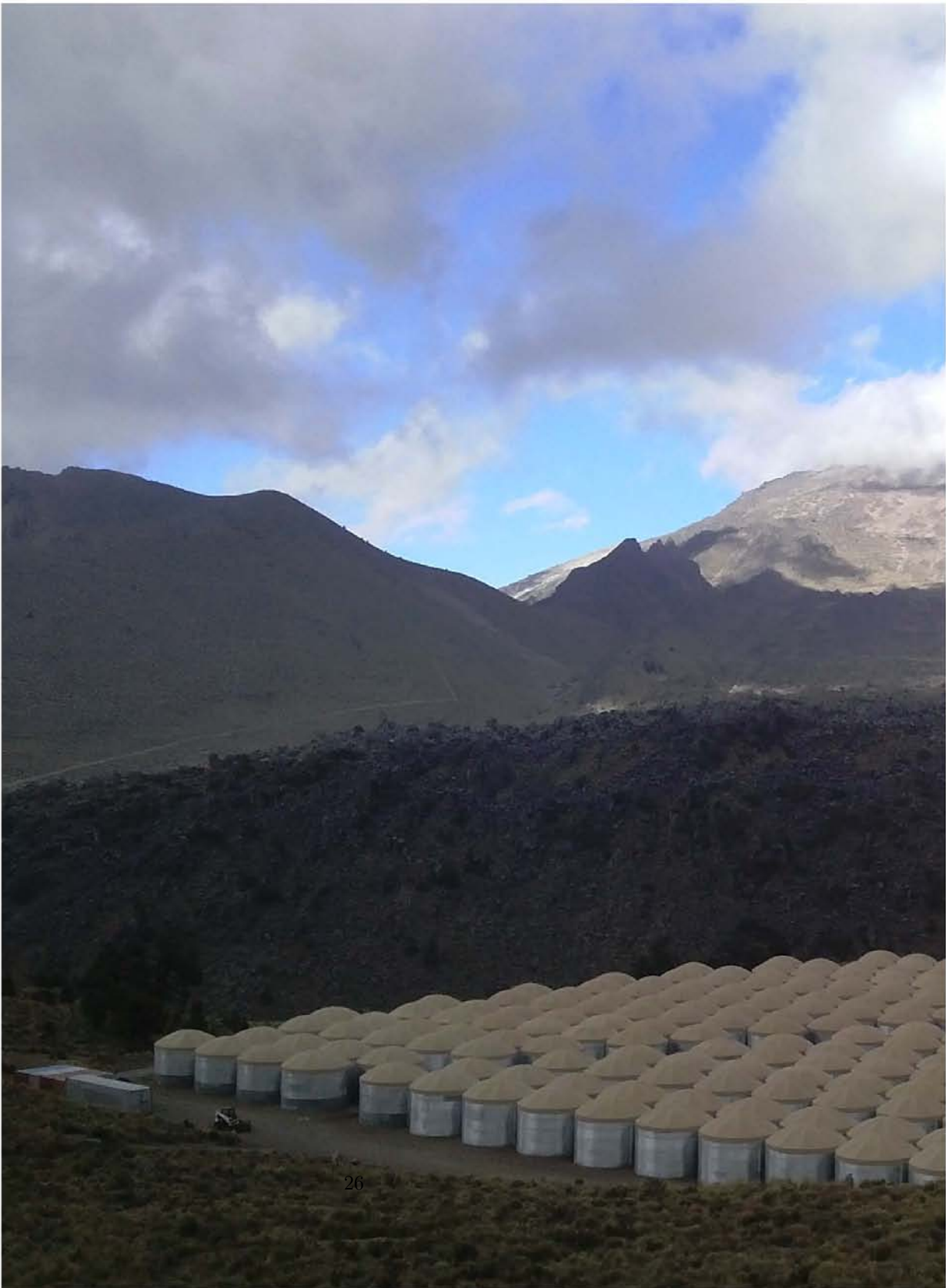
Una combinación de datos, de diferentes telescopios de neutrinos, pueden usarse para poner una cota superior en la sección eficaz de aniquilación total de materia oscura en el límite no relativista, para masas de WIMPs entre 100MeV y 10^5 GeV [80].

3.9.2. Antimateria.

Puede realizarse detección indirecta de materia oscura buscando contribuciones exóticas de positrones y antiprotones en flujos de rayos cósmicos.

La medida de la razón del flujo de positrones sobre la suma de los flujos de electrones y positrones, provee una herramienta interesante para la búsqueda de fuentes exóticas a una distancia de unos cuantos Kpc de la Tierra.

En 1994, el experimento HEAT observó un exceso en la fracción de positrones a energías mayores a 7GeV[81]. Este resultado ha sido confirmado por nuevas mediciones obtenidas por HEAT [82] y un reanálisis realizado por AMS-01[83]. Se ha propuesto a la aniquilación de WIMPs, en el marco de la supersimetría (e.g. [84]) y la materia oscura de Kaluza-Klein [85] como explicación a estos resultados.



3.9.3. Longitud de onda múltiple y rayos X

Un análisis de longitud de onda múltiple puede proveer resultados robustos. Por ejemplo, al interpretar el origen de la fuente de rayos gamma, se puede estudiar la emisión asociada a sincrotrón, bremsstrahlung y Compton inverso, producidos por electrones y positrones inevitablemente producidas junto con rayos gamma en aniquilación de materia oscura.

Observaciones de rayos X proveen restricciones a candidatos a materia oscura además de los WIMPs. Por ejemplo, los neutrinos estériles pueden decaer en neutrinos activos ν_α y fotones con energías en el rango X: $\nu_s \rightarrow \nu_\alpha + \gamma$, $E_\gamma = m_s/2$. Por lo tanto, observaciones de rayos X ponen cotas a la masa del neutrino estéril m_s y su ángulo de mezcla.

3.10. ¿Puede comprobarse experimentalmente?

Hay un requerimiento extra para que una partícula pueda ser candidato a materia oscura, debe poder ser comprobado experimentalmente. Como ejemplo, presento diferentes vías por las cuales puede comprobarse la existencia de los axiones.

Los axiones son candidatos viables de materia oscura fría, su abundancia reliquia se acopla a la densidad cosmológica de materia oscura para masas alrededor de $10\mu\text{eV}$.

Una propiedad importante es la interacción de fotones que permiten conversiones axion-fotón en la presencia de un campo electromagnético, de la forma

$$\mathcal{L} = g_{a\gamma} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} a, \quad (3.17)$$

donde, \mathbf{B} y \mathbf{E} son los campos eléctrico y magnético, a es el campo del axión y $g_{a\gamma}$ es la constante de acoplamiento, la cual está relacionada linealmente con la masa del axión y conectada a propiedades medidas de piones.

El proceso de Primakoff que convierte axiones en fotones está en la base de la mayoría de las búsquedas de axiones, véase, por ejemplo, [86]. Por ejemplo, los axiones galácticos pueden ser convertidos en fotones de manera resonante, esta señal llevaría información de la masa del axión y su distribución en el halo galáctico. El experimento ADMX realiza estas búsquedas [87].

Los axiones también pueden afectar la polarización de un láser propagándose en un campo magnético. Si la luz está polarizada linealmente, con un ángulo con la dirección del campo magnético diferente de cero, el plano de polarización rota debido a la debilitación de la componente paralela al campo magnético por los procesos de conversión axión-fotón, mientras que la componente perpendicular no.

Los axiones también podrían encontrarse en experimentos de regeneración de fotones, como el ALSP [88] y por experimentos de rayos gamma sensibles a axiones gracias a las conversiones axión-fotón en el campo magnético galáctico.

Capítulo 4

Candidatos actuales a materia oscura

Existe en la literatura una extensa cantidad de modelos con candidatos a materia oscura, en esta sección se nombran los más populares junto con una breve descripción. Las siguientes líneas toman como referencia a [29, 30, 31].

4.1. Materia oscura supersimétrica

Un candidato popular para la materia oscura fría es dada por la teoría supersimétrica (SUSY) [25, 90]. La supersimetría es una simetría entre fermiones y bosones. Fue propuesta para atacar el problema de la jerarquía, duplicando el número de partículas de manera que cada fermión de Modelo Estándar tenga un compañero bosónico supersimétrico y cada bosón un compañero fermiónico. Además en el marco del SUSY los tres acoplamientos de norma, fuerte, débil y electromagnético, pueden unificarse a un valor a escalas de $\sim 10^{16}\text{GeV}$.

La partícula supersimétrica más ligera, el neutralino, (X) es el candidato más viable en este marco: En el modelo supersimétrico, los supercompañeros de los cuatro bosones neutros del modelo estándar (el bino, el wino y dos higgsinos neutros) se mezclan en 4 partículas físicas conocidos como neutralinos. Esta mezcla puede escribirse como la superposición

$$X = \alpha B + \beta W^0 + \gamma H_1 + H_2, \quad (4.1)$$

donde los binos (B) y los winos W^0 se conocen como gauginos y H_1 y H_2 son higgsinos.

Para obtener el eigenestado más ligero que nos da el neutralino de la ecuación de superposición anterior se debe diagonalizar la matriz de masa (en la

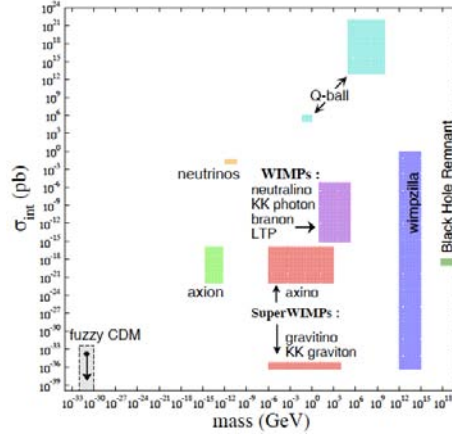


Figura 4.1: Gráfica de los rangos de masa contra las secciones eficaces de interacciones con nucleones estimados para diferentes modelos [89]. A continuación nos centraremos en WIMPs axiones y neutrinos.

base $\{B, W^0, H_1, H_2\}$)

$$\begin{pmatrix} M_2 & 0 & -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \sin \beta \sin \theta_W \\ 0 & M_1 & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W \\ -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \beta \sin \theta_W & M_Z \sin \beta \cos \theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

4.2. Materia oscura en teoría de Kaluza-Klein

La teorías con dimensiones extras pueden proveer candidatos viables para la materia oscura. Consideremos solo una dimensión extra (4+1 dimensiones) “ y ”. Y denotemos la densidad lagrangiana \mathcal{L} para un campo escalar no masivo $\Phi \equiv \Phi(x_\mu, y)$ donde $\mu = 0, 1, 2, 3$ como

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \partial_A \Phi \partial^A \Phi, \quad A = 0, 1, 2, 3, 4. \quad (4.3)$$

La quinta dimensión “ y ” se compactifica (debe estar en una forma “compactificada” dado que usualmente no vemos manifestaciones de esta dimensión en nuestro universo 4D) en un círculo de radio R llamado radio de compactificación. A una escala $M \gg R$, el efecto de esta dimensión extra no se manifiesta. Dado que la compactificación es sobre un círculo, “ y ” es periódico de manera que $y \rightarrow y + 2\pi R$ ($\Phi(x, y) = \Phi(x, y + 2\pi R)$). Por lo tanto, tenemos

$$\Phi = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \phi_n(x) e^{iny/R}, \quad (4.4)$$

(con $\phi *_n(x) = \phi_{-n}(x)$). De manera que de (4.3) y (4.4) obtenemos

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} \left(\partial_\mu \phi_n \partial^\mu \phi_m - \frac{nm}{R^2} \phi_n \phi_m \right) e^{i(n+m)y/R}. \quad (4.5)$$

La acción está dada por

$$S = \int d^4x \int_0^{2\pi R} dy \mathcal{L}. \quad (4.6)$$

Integrando sobre la dimensión extra (4.6) toma la forma

$$S = \int d^4x \left(-\frac{1}{2} \partial_\mu \psi_0 \partial^\mu \psi_0 \right) - \int d^4x \sum_{k=1}^{\infty} \left(\partial_\mu \psi_k \partial^\mu \psi_{*k} + \frac{k^2}{R^2} \psi_k \psi_{*k} \right), \quad (4.7)$$

donde $\psi_n = \sqrt{2\pi R} \phi_n$. De (4.7), obtenemos, para un campo escalar no masivo 5D (después de la compactificación de la dimensión extra), un modo cero ψ_0 como campo escalar real y un número infinito de campos escalares masivos complejos. Las masas de estos modos están dados por $m_k = k/R$. Estos modos se conocen como modos de Kaluza-Klein (o torres de Kaluza-Klein). El número cuántico k es llamado número de Kaluza-Klein y corresponde al momento cuantizado p_5 en la dimensión compactificada. De la invarianza de Lorentz en 5D, tenemos la relación

$$E^2 = \mathbf{p}^2 + p_5^2 = \mathbf{p}^2 + m_k^2. \quad (4.8)$$

El número k se conserva. Esto podría darnos un partícula ligera de Kaluza-Klein (LKP) estable.

De acuerdo con el modelo universal de dimensiones extra (UED) todas las partículas del Modelo Estándar pueden propagarse a una dimensión extra y cada partícula SM tiene una torre Kaluza-Klein. El candidato a materia oscura propuesto puede ser el LKP, el cual es el primer compañero KK del bosón de gauge de hipercarga [91].

4.3. El singlete escalar como materia oscura

Este modelo fue propuesto por primera vez por Silveira y Zee en [92] y explorado con mayor detalle en [93, 70, 94]. La forma más general para el potencial del sector escalar añadiéndole un singlete escalar real al modelo estándar es el siguiente:

$$\begin{aligned} V(H, S) = & \frac{m^2}{2} H^\dagger H + \frac{\lambda}{4} (H^\dagger H)^2 + \frac{\delta_1}{2} H^\dagger H S \\ & + \frac{\delta_2}{2} H^\dagger H S^2 + \frac{\delta_1 m^2}{2\lambda} S + \frac{\kappa_2}{2} S^2 + \frac{\kappa_3}{3} S^3 + \frac{\kappa_4}{4} S^4, \end{aligned} \quad (4.9)$$

y el lagrangiano del modelo está dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \frac{1}{2}\partial_\mu S \partial^\mu S - \frac{\delta_1}{2} H^\dagger H S - \frac{\delta_2}{2} H^\dagger H S^2 \\ - \frac{\delta_1 m^2}{2\lambda} S - \frac{\kappa_2}{2} S^2 - \frac{\kappa_3}{3} S^3 - \frac{\kappa_4}{4} S^4, \end{aligned} \quad (4.10)$$

donde \mathcal{L}_{SM} es el lagrangiano del Modelo Estándar, H es el doblete de Higgs SM y S es el singlete escalar real. Para que S pueda ser candidato a materia oscura, este debe ser estable y no tiene ninguna interacción con fermiones. Con este propósito, se impone una simetría Z_2 en el potencial, de manera que S y L se transformen como: $S \rightarrow -S$ y $L \rightarrow L$. La imposición de esta simetría nos asegura que los coeficientes de las potencias impares de S en (4.9) sean cero ($\delta_1 = \kappa_3 = 0$), lo que quiere decir que no hay vértices donde interviene un número impar de campos singletes. Considerando además que S no genera ningún vev, esto asegura que S puede ser un candidato a materia oscura si Z_2 es una buena simetría. Añadiendo Z_2 al potencial tenemos:

$$V(H, S) = \frac{m^2}{2} H^\dagger H + \frac{\lambda}{4} (H^\dagger H)^2 + \frac{\delta_2}{2} H^\dagger H S^2 + \frac{\delta_1 m^2}{2\lambda} S + \frac{\kappa_2}{2} S^2 + \frac{\kappa_4}{4} S^4. \quad (4.11)$$

Ahora con

$$H = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (4.12)$$

donde h es el campo de Higgs físico y v , el vev del campo escalar H está definido por m y λ y $\sqrt{\frac{-2m^2}{\lambda}}$. Después del rompimiento de la simetría electrodébil, el término $H^\dagger H S^2$ se convierte en

$$\frac{\delta_2}{2} H^\dagger H S^2 = \frac{\delta_2}{2} \begin{pmatrix} 0 & \frac{v+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} S^2 = \frac{\delta_2}{2} \left(\frac{v^2 S^2}{2} + v h S^2 + \frac{h^2 S^2}{2} \right). \quad (4.13)$$

Después del rompimiento de la simetría electrodébil los términos de masa escalar pueden escribirse como

$$V_{mass} = \frac{1}{2}(m_h^2 + m_s^2), \quad (4.14)$$

donde

$$m_h^2 = -m^2 = \frac{\lambda v^2}{2}. \quad (4.15)$$

y

$$m_s^2 = \kappa_2 + \frac{\delta_2 v^2}{2}. \quad (4.16)$$

El término $\delta_2 H^\dagger H S^2$ nos muestra la interacción entre los dos campos escalares y el campo de Higgs físico y $\lambda = \delta_2 v/2$ es el acoplamiento entre los dos escalares y el Higgs. Con este acoplamiento es posible calcular la sección eficaz de dispersión σ del escalar S de un nucleón y sección eficaz de aniquilación Γ de S , donde los dos escalares se aniquilan via el Higgs a un par fermión-antifermión $f\bar{f}$ o a W^+W^- , ZZ o hh . Requerimos σ para calcular el rango de detección directa y a Γ para cálculos de densidades reliquia.

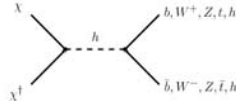


Figura 4.2: Ejemplo de diagrama de aniquilación de materia oscura en modelos de portales de Higgs [96].

4.3.1. Portales de Higgs

La materia oscura puede acoplarse con las partículas del modelo estándar a través de un bosón de Higgs. El caso del singlete escalar es la versión más simple de esta propuesta. Abdallah et. al. provee en [95] la siguiente clasificación, además de una descripción más extensa.

- La partícula de materia oscura es un singlete escalar bajo el grupo de norma del modelo estándar, y se acopla a través de una interacción cuártica con el Higgs. Su fenomenología ha sido extensamente estudiada.
- La partícula de materia oscura es un singlete fermiónico bajo las simetrías de norma del modelo estándar, que se acopla a un bosón escalar el cuál se mezcla con el Higgs.
- El candidato a materia oscura puede ser una mezcla de un singlete y doblete electrodébil, igual que en el MSSM donde tiene una componente bino y una higgsino.

4.4. Materia oscura de un doblete inerte

En el modelo del Doblete Inerte, propuesto Ma et. al. [97, 98], un escalar adicional es añadido al modelo estándar. En el marco resultante con dos dobletes de Higgs (H_1 y H_2), el doblete escalar adicional no genera ningún vev y no se acopla a los fermiones del modelo estándar. Se impone una simetría Z_2 , de manera que bajo esta simetría, $SM \rightarrow SM$ y el doblete escalar adicional $H_2 \rightarrow -H_2$. Todos los campos del SM son pares bajo Z_2 . Dado que la simetría Z_2 asegura que el doblete H_2 no se acopla con la materia, los componentes neutros de este doblete son estables y el componente más ligero puede ser un candidato para materia oscura. Después del rompimiento de la simetría electrodébil

$$\langle H_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \langle H_1^0 \rangle \end{pmatrix}. \quad (4.17)$$

y dado que Z_2 debe preservarse en el estado base, no genera ningún vev para H_2 . Tenemos por tanto

$$\langle H_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.18)$$

En el mínimo H_1 y H_2 se escriben en términos de los campos escalares físicos $h_1, h_2^0, A^0 y h^\pm$ como

$$H_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

y

$$H_2 = \begin{pmatrix} h_2^\pm \\ \frac{h_2^0+iA^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (4.20)$$

donde $v = 246\text{GeV}$ es el vev del Higgs. En este modelo tenemos cuatro nuevas partículas dos escalares cargados (h_2^\pm) y dos escalares neutros (h_2^0, A^0), donde cualquiera de estos dos últimos pueden ser el candidato a materia oscura. El lagrangiano de este modelo puede escribirse como:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \mathcal{L}_{\text{IDM}}, \quad (4.21)$$

donde

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{IDM}} = & (D_\mu H_2)^\dagger D_\mu H_2 - \mu_2^2 (H_2^\dagger H_2) - \rho_2 (H_2^\dagger H_2)^2 - \\ & \lambda_1 (H_1^\dagger H_1) (H_2^\dagger H_2) - \lambda_2 (H_2^\dagger H_1) (H_1^\dagger H_2) - \lambda_3 [(H_2^\dagger H_1)^2 + \text{h.c.}] \end{aligned} \quad (4.22)$$

Después del rompimiento espontáneo de $\text{SU}_L(2) \times \mathcal{U}_Y(1)$, las masas de las nuevas partículas se obtienen como

$$m_{h_2^\pm}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2} \lambda_1 v^2 \quad (4.23)$$

$$m_{h_2^0}^2 = \mu_2^2 + \lambda_{L_1} v^2 \quad (4.24)$$

$$m_{A^0}^2 = \mu_2^2 + \lambda_{L_2} v^2 \quad (4.25)$$

$$, \quad (4.26)$$

donde

$$\lambda_{L_1} = \frac{1}{2} (\lambda_1 + \lambda_2 + 2\lambda_3) \quad (4.27)$$

$$\lambda_{L_2} = \frac{1}{2} (\lambda_1 + \lambda_2 - 2\lambda_3). \quad (4.28)$$

La masa del Higgs está dada por

$$m_h^2 = 2\rho_1 v^2, \quad (4.29)$$

donde ρ_1 es el coeficiente de acoplamiento cuártico del Higgs del SM. Pueden imponerse cotas a los parámetros $m_{h_2^\pm}, m_{h_2^0}, m_{A^0}, \lambda_{L_1}, \lambda_{L_2}, \rho_2$, etc. tomando en cuenta lo siguiente:

1. **La estabilidad del vacío.** El potencial en \mathcal{L}_{IDM} debe tener una cota inferior de manera que su mínimo no sea infinitamente negativo. Esta condición requiere

$$\rho_1, \rho_2 > 0, \quad (4.30)$$

$$\lambda_{L_1}, \lambda_{L_2} > -\sqrt{\rho_1 \rho_2}, \lambda_1 > -2\sqrt{-2\sqrt{\rho_1 \rho_2}}. \quad (4.31)$$

2. **Unitariedad.** De manera que el modelo permanezca dentro de los límites de perturbabilidad, el valor de los parámetro debe ser $< 4\pi$.
3. **Cota de LEP en el ancho de decaimiento del bosón Z** La cota de LEP exige que

$$m_{h_2^0} + m_{A^0} > m_Z. \quad (4.32)$$

Además, dado que los escalares (h_2^0 o A^0) son candidatos a materia oscura, el espacio de parámetros puede ser acotado comparando las densidades reliquia con los datos obtenidos por WMAP y Planck y las secciones eficaces de dispersión con los resultados obtenidos de los experimentos de detección directa de materia oscura.

4.5. Axiones

Los axiones son pseudo bosones de Goldstone, que aparecen al resolver el problema fuerte de CP a través de una simetría quiral de Peccei-Quinn global.

Las interacciones fuertes del modelo estándar, QCD poseen una estructura del vacío no trivial, que en principio permite la violación de CP. Junto con efectos generados por interacciones débiles, aparece un término de violación de CP $\bar{\theta}$ extra en el Modelo Estándar. Sin embargo, interacciones grandes que violan CP originadas por QCD inducirían un momento dipolar eléctrico EDM grande para el neutrón. Experimentalmente no se han observado estos EDM implicando que la violación de CP de QCD debe ser muy pequeña y por lo tanto $\bar{\theta}$ también. Esto constituye el problema de CP fuerte.

En 1977 Peccei y Quinn postularon una solución a este problema, añadiendo una nueva simetría global. Llamada simetría de Peccei-Quinn [99].

Esta simetría se rompe espontáneamente. En este formalismo, el término estático $\bar{\theta}$ que viola CP se reemplaza por el campo dinámico del axión que lo conserva. Bajo la transformación $U_{PQ}(1)$, el campo del axión $a(x)$ se transforma como:

$$a(x) \longrightarrow a(x) + \alpha f_a, \quad (4.33)$$

donde f_a es el parámetro de orden asociado con el rompimiento de $U_{PQ}(1)$.

La simetría PQ hace a $\bar{\theta} = 0$ en la actualidad del Universo, es decir, a bajas temperaturas. El movimiento del campo del axión ocurre en la dirección angular del potencial “Sombrero Mexicano”. La curvatura del potencial en esta dirección es cero a altas temperaturas, haciendo a los axiones no masivos. Cuando el Universo comienza a enfriarse, debajo de los cientos de MeV, el potencial del axion se “ladea” debido a los efectos de instantones en QCD (la simetría se rompe explícitamente), debido a esto, los axiones oscilan alrededor del mínimo y adquieren una masa pequeña (entre 10^{-5} eV y 10^{-3} eV), la cual debería percibirse en el presente, haciéndolos candidatos a materia oscura.

4.6. Materia oscura caliente (relativista)

Los candidatos populares para conformar la materia oscura caliente, son los neutrinos [100]. Los neutrinos pueden ser producidos o destruidos en el Universo temprano por medio de la reacción

$$\gamma + \gamma \leftrightarrow \nu + \bar{\nu} \leftrightarrow e^+ + e^- \quad (4.34)$$

en equilibrio térmico, los neutrinos también interactuaron con la materia a través de las reacciones

$$\nu + n \leftrightarrow e^- + p, \quad (4.35)$$

$$\bar{\nu} + p \leftrightarrow e^+ + n. \quad (4.36)$$

Estas interacciones son débiles por lo que la sección eficaz es del orden de

$$\sigma \sim G_F^2 T^5, \quad (4.37)$$

donde G_F es la constante de Fermi, que cumple $G_F/(\hbar c)^3 = 1,16 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ y E_ν es la energía del neutrino. A temperaturas muy altas, el número de densidad $n_\nu \sim T^3$ por lo que el rango de aniquilación está dado por:

$$n_\nu \langle \sigma \nu \rangle \sim G_F^2 T^5. \quad (4.38)$$

El rango de expansión del universo a altas temperaturas puede estimarse del parámetro de Hubble $H = \frac{\dot{a}}{a}$, donde a es el factor de escala cosmológica, como:

$$\frac{\dot{a}}{a} = \left(\frac{8\pi G}{3} g(T) \frac{\pi^2 (kT)^4}{30 (\hbar c)^3} \right)^{1/2} \sim T^2. \quad (4.39)$$

Donde, $g(T)$ es el número efectivo de grados de libertad del espín en equilibrio térmico. Por lo que el rango de aniquilación es mayor que el rango de expansión en equilibrio térmico.

Los neutrinos con masa mayor a 1MeV, comenzarán a aniquilarse antes del desacoplamiento, estando en equilibrio, por lo que su densidad se verá exponencialmente suprimida. Por esto, cálculos de la densidad de número para neutrinos ligeros ($m_{\nu} \lesssim 1\text{MeV}$) y pesados ($m_{\nu} \gtrsim 1\text{MeV}$) difieren mucho.

La densidad de número de neutrinos ligeros puede expresarse como:

$$\rho_\nu = m_\nu Y_\nu n_\gamma, \quad (4.40)$$

donde $Y_\nu = n_\nu/n_\gamma$ es la densidad de ν 's relativa a la densidad de fotones, que actualmente es de 411 fotones por cm^3 . En un universo en expansión adiabática $Y_\nu = 3/11$. Esta supresión es resultado de la aniquilación e^+e^- que ocurre después del desacoplamiento de los neutrinos. Se requiere que la componente de materia esté acotada por

$$\Omega h^2 < 0,3. \quad (4.41)$$

De aquí se obtiene una cota fuerte para los neutrinos,

$$m_{tot} = \Sigma_{\nu} m_{\nu} \lesssim 28eV, \quad (4.42)$$

donde la suma corre sobre los eigenestados de masa del neutrino.

Es posible poner límites más estrictos en la densidad de masa de neutrinos ligeros $\Omega_{\nu} h^2$, y por lo tanto en la masa del neutrino, basándose en el espectro del bosque de Lyman- α , $m_{tot} < 5,5eV$. Añadiendo cotas observacionales de CMB (radiación cósmica de fondo) y clusters de galaxias es posible bajar este límite a $< 2,4eV$. Enfocándose en el favorecido Λ CDM (Modelo de materia oscura fría-Lambda), la cota para la masa del neutrino es $m_{tot} < 1,8eV$ para $\Omega < 0,5$. Incluyendo más cotas como el “HST Key project”, datos de supernova tipo Ia, y de nucleosíntesis de big bang (BBN) el límite puede ser $m_{tot} < 0,3eV$ [101].

El cálculo de la densidad reliquia para neutrinos pesados, está determinada por el enfriamiento de las aniquilaciones de neutrinos, que ocurre a $T \lesssim m_{\nu}$, después de que las aniquilaciones han comenzado a reducir la densidad de neutrinos. El rango de aniquilación está dado por [102]:

$$\langle \sigma \nu \rangle n_{\nu} \sim \frac{m_{\nu}^2}{m_Z^4} (m_{nu} T)^{3/2} e^{-m_{\nu}/T}, \quad (4.43)$$

donde se asume que la aniquilación está dominada por $\nu \bar{\nu} \rightarrow f \bar{f}$ via intercambio de bosón Z y que $\langle \sigma \nu \rangle \sim \frac{m_{\nu}^2}{m_Z^4}$. Cuando el rango de aniquilación se hace más lento que la tasa de expansión del universo, la abundancia relativa de neutrinos se fija.

Basándose en el ancho leptónico e invisible del bosón Z , experimentos en LEP (Gran colisionador electrón-positrón), han determinado que el número de neutrinos es $N_{\nu} = 2,9841 \pm 0,0083$ y por tanto LEP excluye neutrinos adicionales con masas de $m_{\nu} \lesssim 45\text{GeV}$. Combinando esto con los límites que proveen los cálculos para densidades reliquia de neutrinos de Dirac, se obtiene que la densidad de masa para neutrinos pesados ordinarios es pequeña, $\Omega_{\nu} h^2 < 0,001$ para masas entre $m_{\nu} > 45\text{GeV}$ y $\sim 100\text{TeV}$. Cotas de laboratorio excluyen neutrinos con masas entre 10GeV y 4.7TeV . Esto descarta la posibilidad de neutrinos como materia oscura basados en una asimetría entre ν y $\bar{\nu}$. Neutrinos de Majorana son excluidos como materia oscura dado que $\Omega_{\nu} h_0^2 < 0,001$ para $m_{\nu} > 45\text{GeV}$. Finalmente, los datos cosmológicos y observacionales implican que la densidad de energía cosmológica para todos los neutrinos ligeros, de interacción débil está restringido al rango

$$0,0005 \lesssim \Omega_{\nu} h^2 \lesssim 0,09. \quad (4.44)$$

Esta restricción indica que los neutrinos ordinarios de interacción débil no son una componente dominante de materia oscura.

Considerar neutrinos derechos nos da nuevas posibilidades. Estos debieron desacoplarse antes que los neutrinos izquierdos, dado que sus interacciones son más débiles. Para una larga escala apropiada de las interacciones de neutrinos derechos, sus masas pueden ser del orden de hasta unos cuantos KeV [103]. Estos neutrinos pueden ser buenos candidatos a materia oscura, no obstante, el rango de masas viable para la formación de galaxias está muy restringido [104].

4.7. Materia oscura asimétrica.

Los modelos de materia oscura asimétrica (ADM) [105] están basados en la hipótesis, de que la abundancia de materia oscura actual tiene el mismo origen que la materia ordinaria, una asimetría entre la densidad de partículas y antipartículas.

El modelo más simple de ADM consiste en una partícula estable y su antipartícula, con una de ellas constituyendo la materia oscura presente. Es importante destacar que, al igual que la materia oscura ordinaria, el sector oscuro puede estar formado de un conjunto más complejo de partículas.

La aniquilación de materia oscura, convertida en radiación podría ser descubierta a través de observaciones de BBN o CMB, o quizás las partículas oscuras se aniquilaron en partículas del modelo estándar a través de estados intermedios.

La potencial riqueza del sector oscuro sugiere una gran fenomenología en cosmología, astrofísica, detección directa y experimentos en aceleradores. Aunque no es obligatorio, la mayoría de los modelos de ADM tienen partículas de materia oscura en el régimen de unos cuantos GeV, lo que sugiere que la micro física detrás del origen de la masa del sector oscuro está relacionado con las escalas del modelo estándar como la escala electrodébil o la de QCD. Por ejemplo, el modelo espejo, donde la masa de la materia oscura es exactamente la misma que la escala QCD que fija la masa del protón.

4.8. MACHOS

Los MACHOS (Massive Astrophysical Compact Halo Objects), son cualquier tipo de cuerpo astronómico bariónico que emite poca o nula radiación, se mueve por el espacio interestelar de forma aislada y puede explicar la presencia de materia oscura en los halos galácticos. Los MACHO's podrían ser detectados por medio de microlentes gravitacionales.

Resultados recientes de la Colaboración MACHO, indican la existencia de muchos de estos objetos con masas alrededor de 0.5 masas solares, pudiendo corresponder al 20 % de la sección del halo constituido por materia oscura [106].

4.9. Materia oscura inelástica.

Una modulación anual en el rango de eventos consistentes con una reliquia de WIMPs ha sido reportada por el experimento de detección directa de materia oscura DAMA/NaI [107]. Sin embargo, CDMS (Cryogenic Dark Matter Search) Ge excluye la mayor parte de la región preferida por DAMA. Se ha propuesto que si la materia oscura se dispersa haciendo una transición de energía a un estado ligeramente más pesado ($\delta m \sim 100\text{KeV}$), los experimentos dejan de estar en conflicto.

El modelo de materia oscura inelástica asume que existe un estado excitado oscuro χ^* junto con una materia oscura χ con una división de masa δ . La dispersión inelástica de materia oscura por el núcleo puede expresarse como $N\chi \leftarrow N\chi^*$. La partícula de materia oscura χ se dispersa inelásticamente del núcleo de masa m_N , satisfaciendo

$$\delta < \frac{\beta^2 m_\chi m_N}{2(m_\chi + m_N)}. \quad (4.45)$$

La materia oscura inelástica causa cambios en la cinemática. Para CDMS sucedería una supresión de eventos mayor a la que ocurriría en DAMA.

Modelos de materia oscura como el candidato supersimétrico neutralino o el escalar complejo sneutrino pueden proveer candidatos de materia oscura inelástica.

Parte III

Materia oscura en un modelo con simetría S_3 .

Capítulo 5

El grupo de simetría

El grupo simétrico S_n es el grupo de biyecciones de $\{1, 2, \dots, n\}$ a sí mismo, también llamado grupo de permutación de n objetos. Es un grupo finito de orden $n!$, es decir hay $n!$ maneras de permutar n objetos. El grupo que nos interesa es el S_3 , pero antes mencionaré a los grupos S_1 y S_2

El grupo S_1 , comprende las permutaciones de un solo objeto, y su único elemento es la identidad $\{e\}$.

El grupo S_2 , comprende las permutaciones de dos objetos f_1 y f_2 . Este grupo tiene $2! = 2$ elementos $\{e, \tau\}$, donde e la identidad que produce la transformación trivial $e : f_1 \rightarrow f_1, f_2 \rightarrow f_2$ y τ produce la transformación $\tau : f_1 \rightarrow f_2, f_2 \rightarrow f_1$. Nótese que hasta aquí, los grupos de simetría son abelianos.

El grupo S_3 , comprende las permutaciones de tres objetos f_1, f_2 y f_3 . Este grupo tiene $3! = 6$ elementos $\{e, \tau, \tau', \tau'', \sigma, \sigma'\}$, donde e como siempre, es la identidad, los τ transforman dos elementos y deja uno fijo (por ejemplo τ' produce la transformación $\tau : f_1 \rightarrow f_3, f_2 \rightarrow f_2, f_3 \rightarrow f_1$), y los σ producen una permutación de todos los objetos (por ejemplo σ transforma $\sigma : f_1 \rightarrow f_2, f_2 \rightarrow f_3, f_3 \rightarrow f_1$). Nótese ahora que $\tau\sigma \neq \sigma\tau$, por lo que el grupo de simetría S_3 es no abeliano. De hecho, dado que un grupo S_m , donde $m < n$, es un subgrupo de S_n , los grupos S_n con $n \geq 3$ son no abelianos.

5.1. El grupo de simetría S_3

El grupo de simetría puede ser representado geoméricamente por las 6 diferentes formas de rotar y reflejar a un triángulo equilátero dejándolo invariante. Tiene tres representaciones irreducibles, un doblete $\mathbf{2}$ y dos singletes $\mathbf{1}_S$ y $\mathbf{1}_A$, simétrico y antisimétrico respectivamente. Los productos de Kronecker de las representaciones irreducibles son: $\mathbf{1}_S \otimes \mathbf{1}_S = \mathbf{1}_S$, $\mathbf{1}_A \otimes \mathbf{1}_A = \mathbf{1}_S$, $\mathbf{1}_A \otimes \mathbf{1}_S = \mathbf{1}_A$, $\mathbf{1}_S \otimes \mathbf{2} = \mathbf{2}$, $\mathbf{1}_A \otimes \mathbf{2} = \mathbf{2}$ y $\mathbf{2} \otimes \mathbf{2} = \mathbf{1}_A \oplus \mathbf{1}_S \oplus \mathbf{2}$.

La representación tridimensional real de S_3 no es irreducible, puede descomponerse en la suma directa de un doblete y un singlete irreducible: $3_S \equiv \mathbf{2} \oplus \mathbf{1}_S$ o $3_A \equiv \mathbf{2} \oplus \mathbf{1}_A$ donde

$$1_S = \frac{1}{\sqrt{3}}(f_1 + f_2 + f_3), \quad \mathbf{2} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(f_1 - f_2), \frac{1}{\sqrt{6}}(f_1 + f_2 - 2f_3) \right). \quad (5.1)$$

El único producto tensorial no trivial es aquél de dos dobletes $\mathbf{p}_D^T = (p_{D1}, p_{D2})$ y $\mathbf{q} = (q_{D1}, q_{D2})$ que contiene dos singletes, \mathbf{r}_S y \mathbf{r}_A y un doblete $\mathbf{r}_D^T = (r_{D1}, r_{D2})$ donde

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_S &= p_{D1}q_{D1} + p_{D2}q_{D2}, & \mathbf{r}_A &= p_{D1}q_{D2} - p_{D2}q_{D1} \\ \mathbf{r}_D^T &= (r_{D1}, r_{D2}) = (p_{D1}q_{D2} + p_{D2}q_{D1}, p_{D1}q_{D1} - p_{D2}q_{D2}). \end{aligned} \quad (5.2)$$

5.2. La simetría del sabor.

La introducción en el modelo estándar de una simetría no abeliana en las 3 familias o generaciones es la manera más sencilla de relacionarlas de forma no trivial. El grupo de simetría no abeliano más pequeño es el que corresponde a la simetría bajo permutación de tres objetos, S_3 .

Hasta ahora la evidencia experimental sugiere que existen solo tres generaciones de quarks y leptones. Antes del rompimiento de simetría electrodébil, las tres familias de quarks y leptones son indistinguibles, por lo que son invariantes bajo transformaciones del grupo S_3 . Esto nos indica que la simetría S_3 es conveniente.

Ahora la jerarquía de masas de las familias fermiónicas de Dirac es la siguiente:

$$\begin{aligned} m_u, m_c, m_t &\approx 10^{-6} : 10^{-3} : 1 \\ m_d, m_s, m_b &\approx 10^{-4} : 10^{-2} : 1. \\ m_e, m_\mu, m_\tau &\approx 10^{-5} : 10^{-2} : 1 \end{aligned} \quad (5.3)$$

Esto sugiere asignar a las dos primeras familias $\psi_{1,(L,R)}$ y $\psi_{2,(L,R)}$ a la representación del doblete $\mathbf{2}$ de S_3 y escoger a la tercer familia ψ_3 de manera que se transforme en la representación del singlete simétrico $\mathbf{1}_S$ o del antisimétrico $\mathbf{1}_A$. En [7] se exploran ambas posibilidades, aquí solo nos concentraremos en el caso singlete simétrico. Los fermiones en la representación irreducible del doblete se denotan como $\psi_{D,(L,R)}$, donde

$$\psi_{D,(L,R)} \equiv \begin{pmatrix} \psi_{1,(L,R)} \\ \psi_{2,(L,R)} \end{pmatrix} \sim \mathbf{2} \quad (5.4)$$

y los que se encuentran en la representación del singlete simétrico como

$$\psi_{3,(L,R)} \equiv_{3,(L,R)} \sim \mathbf{1}_S \quad (5.5)$$

donde 1, 2, 3 representan el índice de cada familia del campo fermiónico izquierdo (L) o derecho (R). Para quarks se tiene:

$$\begin{aligned} \psi_{3,L} &= (b_L, t_L), \quad \psi_{3,R} = t_R \text{ ó } \psi_{3,R} = b_R \\ &\begin{pmatrix} \psi_{1,L} \\ \psi_{2,L} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (u_L, d_L) \\ (c_L, s_L) \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} \psi_{1,R} \\ \psi_{2,R} \end{pmatrix}_{\psi=u} &= \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \psi_{1,R} \\ \psi_{2,R} \end{pmatrix}_{\psi=d} = \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (5.6)$$

donde (u_L, d_L) y (c_L, s_L) son dobletes bajo $SU(2)_L$, mientras que u_R, c_R, d_R y s_R son singletes de $SU(2)_L$

Existen, básicamente dos tipos de modelos basados en S_3 . En primer lugar están aquellos que solo incluyen un campo de Higgs, doblete bajo $SU(2)_L$ y singlete bajo S_3 . En estos modelos la simetría del sabor S_3 debe romperse para producir las mezclas adecuadas de los fermiones. En segundo, están los que añaden al menos dos campos de Higgs extra. De estos tres dobletes, dos se acomodan en la representación del doblete de S_3 , y el otro se incluye en la representación del singlete simétrico o al antisimétrico, o si se trata de 4 Higgses, se incluirá uno en el singlete simétrico y otro en el antisimétrico (más adelante veremos que podemos hacer uno de estos dos higgses inerte y usarlo como candidato a materia oscura y con los otros tres obtener la matriz de mezcla adecuada). En [7] se exploran los casos con 1, 3 y 4 Higgses, y en [1] se trata el caso con 1 Higgs y la tercer familia en el singlete simétrico. Aquí me concentraré solo en los casos de 3 y 4 higgses y la tercer familia fermiónica simétrica.

Los Higgses se denotan entonces como:

$$H_D \equiv \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} \sim \mathbf{2} \quad H_s \sim \mathbf{1}_s \quad H_a \sim \mathbf{1}_a. \quad (5.7)$$

Capítulo 6

Modelos de 3 y 4 Higgses con simetría S_3 .

Para poder generar las masas de los fermiones en todas las familias sin romper la simetría del sabor explícitamente, el sector del Higgs debe ser extendido a 3 o 4 dobletes de Higgs electrodébiles, extendiendo el concepto de sabor al sector de Higgs.

Modelos con 3 dobletes de Higgs con simetría S_3 han sido extensamente estudiados [7, 108, 109, 110], siendo exitoso, en muchos casos, al obtener compatibilidad con los datos para masas y mezclas de los quarks e incluso prediciendo los ángulos de mezcla de neutrinos. Ahora, usando simetría S_3 tenemos a nuestra disposición 3 representaciones irreducibles, $\mathbf{2}$, $\mathbf{1}_S$, $\mathbf{1}_A$, donde podemos acomodar hasta 4 Higgses. Un modelo que ocupa todas las representaciones irreducibles de S^3 . es de gran interés, gracias a que podemos tomar al cuarto Higgs como una partícula estable sin interacción con los fermiones de manera que se convierte en un candidato a materia oscura, mientras que con los tres Higgses restantes se mantienen imperturbadas las propiedades que se obtienen un modelo con 4 dobletes. Esta es la motivación principal de esta tesis.

6.1. Los potenciales escalares con simetría S_3

Considerando un modelo con simetría S_3 y tres tripletes $SU(2) \times U(1)$ reducibles: ϕ_1 , ϕ_2 y ϕ_3 , los cuales admiten vevs complejos y que se descomponen como:

$$\phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^+ \\ (\rho_i + \eta_i + i\chi_i)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (6.1)$$

donde ρ_i es complejo, mientras que η_i y χ_i son reales.

Estos tripletes reducibles pueden reemplazarse por un doblete S_3

$$\begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 - \phi_2) \\ \frac{1}{6}(\phi_1 + \phi_2 - 2\phi_3) \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

y un singlete

$$h_S = \frac{1}{\sqrt{3}}(\phi_1 + \phi_2 + \phi_3). \quad (6.3)$$

Un potencial escalar con un doblete y un singlete simétrico de S_3 se escribe [6], en términos de estos tripletes de la representación reducible como:

$$\begin{aligned} V_{triplet} = & -\lambda \sum_i \phi_i^\dagger \phi_i + \frac{1}{2} \gamma \sum_{i<j} [\phi_i^\dagger \phi_j + \text{h.c.}] \\ & + A \sum_i (\phi_i^\dagger \phi_i)^2 + \sum_{i<j} \{C(\phi_i^\dagger \phi_i)(\phi_j^\dagger \phi_j) \\ & + \bar{C}(\phi_i^\dagger \phi_j)(\phi_j^\dagger \phi_i) + \frac{1}{2} D[(\phi_i^\dagger \phi_j)^2 + \text{h.c.}]\} \\ & + \frac{1}{2} E_1 \sum_{i \neq j} [(\phi_i^\dagger \phi_i)(\phi_i^\dagger \phi_j) + \text{h.c.}] + \\ & \sum_{i \neq j \neq k \neq i, j < k} \left\{ \frac{1}{2} E_2 [(\phi_i^\dagger \phi_j)(\phi_k^\dagger \phi_i) + \text{h.c.}] \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} E_3 [(\phi_i^\dagger \phi_i)(\phi_k^\dagger \phi_j) + \text{h.c.}] + \frac{1}{2} E_4 [(\phi_i^\dagger \phi_j)(\phi_i^\dagger \phi_k) + \text{h.c.}] \right. \end{aligned} \quad (6.4)$$

Estos campos reducibles, se relacionan con los campos irreducibles de la forma:

$$\begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_S \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{6}} & -\frac{2}{\sqrt{6}} \\ \frac{1}{3} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \end{pmatrix}. \quad (6.5)$$

De manera, que el potencial escalar con tres Higgses con simetría S_3 y singlete simétrico se escribe como [109]:

$$\begin{aligned} V_s = & \mu_0^2 H_s^\dagger H_s + \mu_1^2 (H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2) + \\ & \lambda_1 (H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2)^2 + \lambda_2 (H_1^\dagger H_2 - H_2^\dagger H_1)^2 \\ & + \lambda_3 [(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2)^2 + (H_1^\dagger H_2 + H_2^\dagger H_1)^2] \\ & + \lambda_4 [(H_s^\dagger H_1)(H_1^\dagger H_2 + H_2^\dagger H_1) + (H_s^\dagger H_2)(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2) + \text{h.c.}] \\ & + \lambda_5 (H_s^\dagger H_s)(H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2) \\ & + \lambda_6 [(H_s^\dagger H_1)(H_1^\dagger H_s) + (H_s^\dagger H_2)(H_2^\dagger H_s)] \\ & + \lambda_7 [(H_s^\dagger H_1)(H_s^\dagger H_1) + (H_s^\dagger H_2)(H_s^\dagger H_2) + \text{h.c.}] \\ & + \lambda_8 (H_s^\dagger H_s)^2. \end{aligned} \quad (6.6)$$

De manera alternativa se puede escoger un pseudo singlete de S_3 para escribir al potencial escalar como [109]:

$$\begin{aligned}
V_a = & \mu_2^2 H_a^\dagger H_a + \mu_1^2 (H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2) + \\
& \lambda_9 [(H_a^\dagger H_2)(H_1^\dagger H_2 + H_2^\dagger H_1) - (H_a^\dagger H_1)(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2) + h.c.] \\
& + \lambda_{10} (H_a^\dagger H_a)(H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2) \\
& + \lambda_{11} [(H_a^\dagger H_1)(H_1^\dagger H_a) + (H_s^\dagger H_2)(H_2^\dagger H_a)] \\
& + \lambda_{12} [(H_a^\dagger H_1)(H_a^\dagger H_1) + (H_a^\dagger H_2)(H_a^\dagger H_2) + h.c.] \\
& + \lambda_{13} (H_a^\dagger H_a)^2.
\end{aligned} \tag{6.7}$$

Este potencial es similar a (6.6), ligeros cambios existen comparando λ_4 y λ_9 . No nos centraremos en este potencial, pero es útil para poder expresar el potencial escalar con 4 Higgses, es decir, ocupando todas las representaciones irreducibles de S_3 [109, 8]:

$$\begin{aligned}
V_4 = & \mu_0^2 H_s^\dagger H_s + \mu_1^2 (H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2) + \mu_2^2 H_a^\dagger H_a + \\
& \lambda_1 (H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2)^2 + \lambda_2 (H_1^\dagger H_2 - H_2^\dagger H_1)^2 \\
& + \lambda_3 [(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2)^2 + (H_1^\dagger H_2 + H_2^\dagger H_1)^2] \\
& + \lambda_4 [(H_s^\dagger H_1)(H_1^\dagger H_2 + H_2^\dagger H_1) + (H_s^\dagger H_2)(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2) + h.c.] \\
& + \lambda_5 (H_s^\dagger H_s)(H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2) \\
& + \lambda_6 [(H_s^\dagger H_1)(H_1^\dagger H_s) + (H_s^\dagger H_2)(H_2^\dagger H_s)] \\
& + \lambda_7 [(H_s^\dagger H_1)(H_s^\dagger H_1) + (H_s^\dagger H_2)(H_s^\dagger H_2) + h.c.] \\
& + \lambda_8 (H_s^\dagger H_s)^2 \\
& \lambda_9 [(H_a^\dagger H_2)(H_1^\dagger H_2 + H_2^\dagger H_1) - (H_a^\dagger H_1)(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2) + h.c.] \\
& + \lambda_{10} (H_a^\dagger H_a)(H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2) \\
& + \lambda_{11} [(H_a^\dagger H_1)(H_1^\dagger H_a) + (H_a^\dagger H_2)(H_2^\dagger H_a)] \\
& + \lambda_{12} [(H_a^\dagger H_1)(H_a^\dagger H_1) + (H_a^\dagger H_2)(H_a^\dagger H_2) + h.c.] \\
& + \lambda_{13} (H_a^\dagger H_a)^2 + \lambda_{14} (H_s^\dagger H_s H_a^\dagger H_a) + \lambda_{15} [(H_1^\dagger H_s)(H_2^\dagger H_a) + h.c.].
\end{aligned} \tag{6.8}$$

Notemos, que (6.8) es igual a (6.7) + (6.6) más los términos que acoplan a los singletes H_a y H_s : $\lambda_{14} (H_s^\dagger H_s H_a^\dagger H_a) + \lambda_{15} [(H_1^\dagger H_s)(H_2^\dagger H_a) + h.c.]$.

6.2. El lagrangiano de Yukawa

6.2.1. El lagrangiano de Yukawa con 4 dobletes de Higgs.

Existen cuatro posibilidades, tener ambas componentes izquierda y derecha de la tercer familia en el singlete simétrico o ambas en el antisimétrico, o la izquierda en el simétrico y la derecha en el antisimétrico, o viceversa, el izquierdo

en el antisimétrico y el derecho en el simétrico. Nos concentraremos, en el caso con ambas componentes en el singlete simétrico, esta y el resto de las posibilidades se exploran en [7].

El lagrangiano de Yukawa invariante bajo S_3 más general, para el acoplamiento de fermiones de Dirac acoplados a 4 Higgses, donde ambas componentes de la tercer familia están asignados al singlete simétrico de S_3 es [7]:

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_{Y_f} = & Y_1^f (\bar{\psi}_{S,L}^f \psi_{S,R}^f H_s) + \frac{1}{\sqrt{2}} Y_2^f (\bar{\psi}_{1,L}^f \psi_{1,R}^f + \bar{\psi}_{2,L}^f \psi_{2,R}^f) H_s \\
& + \frac{1}{2} Y_3^f [(\bar{\psi}_{1,L}^f H_2 + \bar{\psi}_{2,L}^f H_1) \psi_{1,R}^f + (\bar{\psi}_{1,L}^f H_1 - \bar{\psi}_{2,L}^f H_2) \psi_{2,R}^f] \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} Y_4^f (\bar{\psi}_{1,L}^f \psi_{2,R}^f - \bar{\psi}_{2,L}^f \psi_{1,R}^f) H_a \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} Y_5^f (\bar{\psi}_{1,L}^f H_1 + \bar{\psi}_{1,L}^f H_1 + \bar{\psi}_{2,L}^f H_2) \psi_{S,R}^f \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} Y_6^f (\bar{\psi}_{S,L}^f (H_1 \psi_{1,R}^f + H_2 \psi_{2,R}^f))] + \text{H.c.} \\
& f = d, e.
\end{aligned} \tag{6.9}$$

donde Y_i^f son acoplamientos de Yukawa complejos. Al escribir el lagrangiano de Yukawa, para quarks up o neutrinos de Dirac, el campo de Higgs debe reemplazarse por el campo conjugado de Higgs respectivo $H_{iw} \rightarrow i\sigma_2 H_{iW}^*$, $i = 1, 2$.

Después del rompimiento de simetría, los dobletes $SU(2)_L$ de Higgs adquieren valores de expectación en el vacío, que escogemos reales de manera que no rompan CP explícitamente,

$$\begin{aligned}
w_1 &\equiv \langle 0|H_1|0\rangle & w_2 &\equiv \langle 0|H_2|0\rangle \\
v_s &\equiv \langle 0|H_s|0\rangle & v_a &\equiv \langle 0|H_a|0\rangle,
\end{aligned} \tag{6.10}$$

dado masa a los fermiones del modelo estándar. La matriz de masa invariante genérica para los fermiones de Dirac se escribe como:

$$\mathcal{M}_{S_3}^f = \begin{pmatrix} \sqrt{2}Y_2^f v_2 + Y_3^f w_2 & Y_3^f w_1 + \sqrt{2}Y_4^f v_a & \sqrt{2}Y_5^f w_1 \\ Y_3^f w_1 - \sqrt{2}Y_4^f v_a & \sqrt{2}Y_2^f v_s - Y_3^f w_2 & \sqrt{2}Y_5^f w_2 \\ \sqrt{2}Y_6^f w_1 & \sqrt{2}Y_6^f w_2 & 2Y_1^f v_s \end{pmatrix}. \tag{6.11}$$

cuyos eigenvalores son m_i^f , $i = 1, 2, 3$. Es conveniente definir la notación

$$\begin{aligned}
\mu_1^f &\equiv \sqrt{2}Y_2^f v_s, & \mu_2^f &\equiv \sqrt{2}Y_3^f w_2, & \mu_3^f &\equiv 2Y_1^f v_s, & \mu_4^f &\equiv Y_3^f w_1 \\
\mu_5^f &\equiv \sqrt{2}Y_4^f v_a & \mu_6^f &\equiv \sqrt{2}Y_5^f w_1 & \mu_7^f &\equiv \sqrt{2}Y_5^f w_2 \\
\mu_8^f &\equiv \sqrt{2}Y_6^f w_1 & \mu_9^f &\equiv \sqrt{2}Y_6^f w_2 & v_3^f &\equiv 2Y_1^f v_a.
\end{aligned} \tag{6.12}$$

Con esta notación la matriz de masa después del rompimiento de simetría es:

$$\begin{pmatrix} \mu_1^f + \mu_2^f & \mu_4^f + \mu_5^f & \mu_6^f \\ \mu_4^f - \mu_5^f & \mu_1^f - \mu_2^f & -\mu_7^f \\ \mu_8^f & \mu_9^f & \mu_3^f \end{pmatrix} \quad (6.13)$$

y la textura de masa es:

$$\begin{pmatrix} 0 & \mu_2^f s c(3 - t^2) & 0 \\ \mu_2^f s c(3 - t^2) & -2\mu_2^f c^2(1 - 3t^2) & \mu_7^f/c \\ 0 & \mu_7^f/c & \mu_3^f - \mu_1^f - \mu_2^f c^2(1 - 3t^2) \end{pmatrix}, \quad (6.14)$$

donde $c = \cos \theta$ y $s = \sin \theta$.

6.2.2. El lagrangiano de Yukawa con 3 dobletes de Higgs.

Los modelos con tres dobletes de Higgs pueden obtenerse como casos especiales de los modelos con 4 Higgses [7], por ejemplo, para obtener la matriz de masa de un modelo con 3 dobletes y la tercer familia fermiónica en la representación del singlete simétrico, basta con tomar el límite cuando $H_A \rightarrow 0$ en (6.9).

La matriz de masa está dada como:

$$\begin{pmatrix} \mu_1^f + \mu_2^f & \mu_4^f & \mu_6^f \\ \mu_4^f & \mu_1^f - \mu_2^f & \mu_7^f \\ \mu_8^f & \mu_9^f & \mu_3^f \end{pmatrix}, \quad (6.15)$$

y la textura de masa es:

$$\begin{pmatrix} 0 & \mu_2^f s c(3 - t^2) & 0 \\ \mu_2^f s c(3 - t^2) & -2\mu_2^f c^2(1 - 3t^2) & \mu_7^f/c \\ 0 & \mu_7^f/c & \mu_3^f - \mu_1^f - \mu_2^f c^2(1 - 3t^2) \end{pmatrix}. \quad (6.16)$$

6.3. El modelo S_3 con 4 dobletes de Higgs y simetría discreta Z_2 .

Como ya mencioné, la finalidad más importante de esta tesis es obtener un candidato escalar a materia oscura de un modelo con simetría S_3 sin interferir con los resultados positivos obtenidos en los artículos previos ya mencionados.

La solución a este problema es ocupar todas las representaciones irreducibles de S_3 de manera que tenemos un modelo con cuatro Higgses, dos se acomodan en el doblete irreducible de S_3 , mientras que los otros dos se acomodan en un singlete simétrico y un singlete antisimétrico.

Ahora, una condición importante para tener un candidato a materia oscura

viable, es su estabilidad. Es decir, que no decaiga en partículas del modelo estándar. La forma más simple de establecer la estabilidad de una partícula en un modelo más allá del estándar, es imponiendo una simetría discreta Z_2 , de manera que todos los campos se transformen de la forma $\Psi \rightarrow \Psi$, mientras que el candidato a materia oscura se transforma como $\chi \rightarrow -\chi$, de esta manera nos aseguramos de no tener términos que denoten decaimientos de χ . Este método ha sido utilizado en numerosos modelos, como el escotogénico [111] y el doblete escalar inerte [112]. Cabe mencionar que también existen modelos con simetrías discretas más complejas, como la Z_3 en [113].

En nuestro modelo, el candidato a materia oscura es el bosón de Higgs en la representación de singlete antisimétrico H_a , por lo que este se transforma bajo Z_2 como $H_a \rightarrow -H_a$. Revisemos entonces, el lagrangiano de Yukawa :

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_{Y_f} = & Y_1^f (\bar{\psi}_{S,L}^f \psi_{S,R}^f H_s) + \frac{1}{\sqrt{2}} Y_2^f (\bar{\psi}_{1,L}^f \psi_{1,R}^f + \bar{\psi}_{2,L}^f \psi_{2,R}^f) H_s \\
& + \frac{1}{2} Y_3^f [(\bar{\psi}_{1,L}^f H_2 + \bar{\psi}_{2,L}^f H_1) \psi_{1,R}^f + (\bar{\psi}_{1,L}^f H_1 - \bar{\psi}_{2,L}^f H_2) \psi_{2,R}^f] \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} Y_4^f (\bar{\psi}_{1,L}^f \psi_{2,R} - \bar{\psi}_{2,L}^f \psi_{1,R}) \mathbf{H}_a \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} Y_5^f (\bar{\psi}_{1,L}^f H_1 + \bar{\psi}_{1,L}^f H_1 + \bar{\psi}_{2,L}^f H_2) \psi_{S,R}^f \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} Y_6^f (\bar{\psi}_{S,L}^f (H_1 \psi_{1,R}^f + H_2 \psi_{2,R}^f)) + \text{h.c.} \\
& f = d, e
\end{aligned} \tag{6.17}$$

y el potencial escalar

$$\begin{aligned}
V_4 = & \mu_0^2 H_s^\dagger H_s + \mu_1^2 (H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2) + \mu_2^2 H_a^\dagger H_a + \\
& \lambda_1 (H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2)^2 + \lambda_2 (H_1^\dagger H_2 - H_2^\dagger H_1)^2 \\
& + \lambda_3 [(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2)^2 + (H_1^\dagger H_2 + H_2^\dagger H_1)^2] \\
& + \lambda_4 [(H_s^\dagger H_1)(H_1^\dagger H_2 + H_2^\dagger H_1) + (H_s^\dagger H_2)(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2) + \text{h.c.}] \\
& + \lambda_5 (H_s^\dagger H_s)(H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2) \\
& + \lambda_6 [(H_s^\dagger H_1)(H_1^\dagger H_s) + (H_s^\dagger H_2)(H_2^\dagger H_s)] \\
& + \lambda_7 [(H_s^\dagger H_1)(H_s^\dagger H_1) + (H_s^\dagger H_2)(H_s^\dagger H_2) + \text{h.c.}] \\
& + \lambda_8 (H_s^\dagger H_s)^2 \\
& + \lambda_9 [(\mathbf{H}_a^\dagger \mathbf{H}_2)(\mathbf{H}_1^\dagger \mathbf{H}_2 + \mathbf{H}_2^\dagger \mathbf{H}_1) - (\mathbf{H}_a^\dagger \mathbf{H}_1)(\mathbf{H}_1^\dagger \mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2^\dagger \mathbf{H}_2) + \text{h.c.}] \\
& + \lambda_{10} (H_a^\dagger H_a)(H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2) \\
& + \lambda_{11} [(H_a^\dagger H_1)(H_1^\dagger H_a) + (H_a^\dagger H_2)(H_2^\dagger H_a)] \\
& + \lambda_{12} [(H_a^\dagger H_1)(H_a^\dagger H_1) + (H_a^\dagger H_2)(H_a^\dagger H_2) + \text{h.c.}] \\
& + \lambda_{13} (H_a^\dagger H_a)^2 + \lambda_{14} (H_s^\dagger H_s H_a^\dagger H_a) + \lambda_{15} [(\mathbf{H}_1^\dagger \mathbf{H}_s)(\mathbf{H}_2^\dagger \mathbf{H}_a) + \text{h.c.}],
\end{aligned} \tag{6.18}$$

con esta nueva simetría.

Los términos resaltados en negritas, corresponden a los que rompen la simetría Z_2 por los que son omitidos en nuestro modelo, nótese que H_a ya no aparece en el Lagrangiano de Yukawa.

Otra imposición requerida para proponer la candidatura de H_a , es que su correspondiente vev sea igual a cero, $v_a = 0$. De esta manera, se elimina cualquier interacción de H_a con los fermiones y obtenemos la mismas matrices de masa y textura que en el modelo con 3 campos escalares, conservándose las propiedades obtenidas en [1] y [7] para estos modelos.

Con respecto al potencial escalar, los término de masa, de autoacoplamiento y de dispersión de H_a siguen presentes.

6.3.1. Ecuaciones Tadpole.

Las ecuaciones Tadpole, se definen como:

$$\frac{\partial V}{\partial v_i} = 0. \quad (6.19)$$

donde v_i son los vevs de los campos escalares. Definiendo a los 4 dobletes escalares como:

$$H_s = \begin{pmatrix} h_s^c \\ h_s^s + v_0 + ih_s^p \end{pmatrix} \quad H_a = \begin{pmatrix} h_a^c \\ h_a^s + ih_a^p \end{pmatrix}$$

$$H_1 = \begin{pmatrix} h_1^c \\ h_1^s + v_1 + ih_1^p \end{pmatrix} \quad H_2 = \begin{pmatrix} h_2^c \\ h_2^s + v_2 + ih_2^p \end{pmatrix},$$

las correspondientes ecuaciones Tadpole para nuestro modelo son:

$$\frac{\partial V}{\partial v_0} = \frac{1}{2}(\lambda_4(-3v_1^2v_2 + v_2^3) + v_0((2\lambda_7 + \lambda_5 + \lambda_6)(-v_1^2 - v_2^2) - 2(\lambda_8v_0^2 + \mu_0))) = 0 \quad (6.20)$$

$$\frac{\partial V}{\partial v_1} = -\frac{1}{2}v_1(2((\lambda_1 + \lambda_3)(v_1^2 + v_2^2) + \mu_1) + (2\lambda_7 + \lambda_5 + \lambda_6)v_0^2 + 6\lambda_4v_0v_2) = 0 \quad (6.21)$$

$$\frac{\partial V}{\partial v_2} = \frac{1}{2}(-2((\lambda_1 + \lambda_3)v_1^2 + \mu_1) + (2\lambda_7 + \lambda_5 + \lambda_6)v_0^2)v_2 - 2(\lambda_1 + \lambda_3)v_2^3 + 3\lambda_4v_0(-v_1^2 + v_2^2)) = 0 \quad (6.22)$$

$$\frac{\partial V}{\partial v_a} = 0. \quad (6.23)$$

A partir de (6.20), podemos describir a los coeficientes μ_0^2 y μ_1^2 en términos de los vevs y los coeficientes cuárticos λ_i :

$$\mu_0^2 = -(\lambda_5 + \lambda_6 + 2\lambda_7)(v_1^2 + v_2^2) - 2\lambda_8 v_0^2 + \frac{\lambda_4(v_2^2 - 3v_1^2)v_2}{v_0} \quad (6.24)$$

$$\mu_1^2 = -(\lambda_5 + \lambda_6 + 2\lambda_7)v_0^2 - 2(\lambda_1 + \lambda_3)(v_1^2 + v_2^2) - 6\lambda_4 v_2 v_0. \quad (6.25)$$

Además, obtenemos la relación,

$$v_1 = \sqrt{3}v_2. \quad (6.26)$$

De esta forma tenemos 3 parámetros libres menos, y podremos describir a las matrices de masa de manera un poco más simple.

6.3.2. Matrices de masa

Las masas de los bosones de Higgs se obtienen diagonalizando la matriz:

$$(\mathcal{M}_H^2)_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial H_i \partial H_j} \Big|_{min} \quad (6.27)$$

. La correspondientes matrices para los Higgses, neutros, pseudoescalares y cargados son las siguientes:

- **Matriz de masa para Higgses neutros.**, Base: $(hh_s, hh_1, hh_2, hh_a), (hh_s, hh_1, hh_2, hh_a)$

$$m_{HS}^2 = \begin{pmatrix} m_{h_s^n h_s^n} & m_{h_1^n h_s^n} & m_{h_2^n h_s^n} & 0 \\ m_{h_s^n h_1^n} & m_{h_1^n h_1^n} & m_{h_2^n h_1^n} & 0 \\ m_{h_s^n h_2^n} & m_{h_1^n h_2^n} & m_{h_2^n h_2^n} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_{h_a^n h_a^n} \end{pmatrix}. \quad (6.28)$$

$$m_{h_s^n h_s^n} = \frac{1}{2}(-2\lambda_7 + \lambda_5 + \lambda_6)(v_1^2 + v_2^2) - 2\mu_0 - 6\lambda_8 v_0^2 \quad (6.29)$$

$$m_{h_s^n h_1^n} = v_1(-2\lambda_7 + \lambda_5 + \lambda_6)v_0 - 3\lambda_4 v_2 \quad (6.30)$$

$$m_{h_1^n h_1^n} = \frac{1}{2}(-2((\lambda_1 + \lambda_3)v_2^2 + \mu_1) - (2\lambda_7 + \lambda_5 + \lambda_6)v_0^2 - 6((\lambda_1 + \lambda_3)v_1^2 + \lambda_4 v_0 v_2)) \quad (6.31)$$

$$m_{h_s^n h_2^n} = \frac{1}{2}(-2(2\lambda_7 + \lambda_5 + \lambda_6)v_0 v_2 + 3\lambda_4(-v_1^2 + v_2^2)) \quad (6.32)$$

$$m_{h_1^n h_2^n} = -v_1(2(\lambda_1 + \lambda_3)v_2 + 3\lambda_4 v_0) \quad (6.33)$$

$$m_{h_2^n h_2^n} = \frac{1}{2}(-2((\lambda_1 + \lambda_3)v_1^2 + \mu_1) - (2\lambda_7 + \lambda_5 + \lambda_6)v_0^2 - 6(\lambda_1 + \lambda_3)v_2^2 + 6\lambda_4 v_0 v_2) \quad (6.34)$$

$$m_{h_a^n h_a^n} = \frac{1}{2}(-2\lambda_{12} + \lambda_{10} + \lambda_{11})(v_1^2 + v_2^2) - 2\mu_2 - \lambda_{14} v_0^2. \quad (6.35)$$

En términos de las relaciones (6.24), (6.25) y (6.26) obtenemos,

$$m_{h_s^n h_s^n} = 4\lambda_8 v_0^2 - \frac{(8\lambda_4 v_2^3)}{v_0} \quad (6.36)$$

$$m_{h_s^n h_1^n} = 2\sqrt{3}v_2((\lambda_5 + \lambda_6 + 2\lambda_7)v_0 + 3\lambda_4 v_2) \quad (6.37)$$

$$m_{h_1^n h_1^n} = 12(\lambda_1 + \lambda_3)v_2^2 \quad (6.38)$$

$$m_{h_s^n h_2^n} = 2v_2((\lambda_5 + \lambda_6 + 2\lambda_7)v_0 + 3\lambda_4 v_2) \quad (6.39)$$

$$m_{h_1^n h_2^n} = 2\sqrt{3}v_2(3\lambda_4 v_0 + 2(\lambda_1 + \lambda_3)v_2) \quad (6.40)$$

$$m_{h_2^n h_2^n} = 4v_2(-3\lambda_4 v_0 + (\lambda_1 + \lambda_3)v_2) \quad (6.41)$$

$$m_{h_a^n h_a^n} = \mu_2^2 + \frac{1}{2}\lambda_{14}v_0^2 + 2(\lambda_{10} + \lambda_{11} + 2\lambda_{12})v_2^2. \quad (6.42)$$

cuyos eigenvalores son las masas de los Higgses neutros:

$$m_{h_s^n}^2 = -18\lambda_4 v_0 v_2 \quad (6.43)$$

$$m_{h_a^n}^2 = \mu_2^2 + \lambda_{14}v_0^2 + 4(\lambda_{10} + \lambda_{11} + 2\lambda_{12})v_2^2 \quad (6.44)$$

$$\begin{aligned} m_{h_1^n}^2 = & \left(\frac{1}{v_0}\right)(2\lambda_8 v_0^3 + v_2(3\lambda_4 v_0^2 + 8(\lambda_1 + \lambda_3)v_0 v_2 - 4\lambda_4 v_2^2) - \\ & ((4\lambda_8^2 v_0^6 - 12\lambda_4 \lambda_8 v_0^5 v_2 + (9\lambda_4^2 + \\ & 16((\lambda_5 + \lambda_6 + 2\lambda_7)^2 - 2(\lambda_1 + \lambda_3)\lambda_8))v_0^4 v_2^2 + \\ & 16\lambda_4(3(\lambda_1 + \lambda_3 + 2(\lambda_5 + \lambda_6 + 2\lambda_7)) - \lambda_8)v_0^3 v_2^3 + \\ & 8(8(\lambda_1 + \lambda_3)^2 + 21\lambda_4^2)v_0^2 v_2^4 + 64(\lambda_1 + \lambda_3)\lambda_4 v_0 v_2^5 + \\ & 16\lambda_4^2 v_2^6))^{1/2} \end{aligned} \quad (6.45)$$

$$\begin{aligned} m_{h_2^n}^2 = & \left(\frac{1}{v_0}\right)(2\lambda_8 v_0^3 + v_2(3\lambda_4 v_0^2 + 8(\lambda_1 + \lambda_3)v_0 v_2 - 4\lambda_4 v_2^2) \\ & + (4\lambda_8^2 v_0^6 - 12\lambda_4 \lambda_8 v_0^5 v_2 + (9\lambda_4^2 + \\ & 16((\lambda_5 + \lambda_6 + 2\lambda_7)^2 - 2(\lambda_1 + \lambda_3)\lambda_8))v_0^4 v_2^2 + \\ & 16\lambda_4(3(\lambda_1 + \lambda_3 + 2(\lambda_5 + \lambda_6 + 2\lambda_7)) - \lambda_8)v_0^3 v_2^3 + \\ & 8(8(\lambda_1 + \lambda_3)^2 + 21\lambda_4^2)v_0^2 v_2^4 + 64(\lambda_1 + \lambda_3)\lambda_4 v_0 v_2^5 + \\ & 16\lambda_4^2 v_2^6))^{1/2}, \end{aligned} \quad (6.46)$$

- **Matriz de masa para Higgses pseudo-escalares**, Base: $(h_s^p, h_1^p, h_2^p, h_a^p), (h_s^p, h_1^p, h_2^p, h_a^p)$

$$m_{HP}^2 = \begin{pmatrix} m_{h_s^p h_s^p} & m_{h_1^p h_s^p} & m_{h_2^p h_s^p} & 0 \\ m_{h_s^p h_1^p} & m_{h_1^p h_1^p} & m_{h_2^p h_1^p} & 0 \\ m_{h_s^p h_2^p} & m_{h_1^p h_2^p} & m_{h_2^p h_2^p} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_{h_a^p h_a^p} \end{pmatrix}. \quad (6.47)$$

$$m_{h_s^p h_s^p} = \frac{1}{2}(-(-2\lambda_7 + \lambda_5 + \lambda_6)(v_1^2 + v_2^2) - 2(\lambda_8 v_0^2 + \mu_0)) \quad (6.48)$$

$$m_{h_s^p h_1^p} = -v_1(2\lambda_7 v_0 + \lambda_4 v_2) \quad (6.49)$$

$$m_{h_1^p h_1^p} = (2\lambda_2 - \lambda_1 + \lambda_3)v_2^2 - \frac{1}{2}(-2\lambda_7 + \lambda_5 + \lambda_6)v_0^2 - (\lambda_1 + \lambda_3)v_1^2 - \lambda_4 v_0 v_2 - \mu_1 \quad (6.50)$$

$$m_{h_s^p h_2^p} = \frac{1}{2}(-4\lambda_7 v_0 v_2 + \lambda_4(-v_1^2 + v_2^2)) \quad (6.51)$$

$$m_{h_1^p h_2^p} = -v_1(2(\lambda_2 + \lambda_3)v_2 + \lambda_4 v_0) \quad (6.52)$$

$$m_{h_2^p h_2^p} = (2\lambda_2 - \lambda_1 + \lambda_3)v_1^2 - \frac{1}{2}(-2\lambda_7 + \lambda_5 + \lambda_6)v_0^2 - (\lambda_1 + \lambda_3)v_2^2 + \lambda_4 v_0 v_2 - \mu_1 \quad (6.53)$$

$$m_{h_a^p h_a^p} = \frac{1}{2}(-(-2\lambda_{12} + \lambda_{10} + \lambda_{11})(v_1^2 + v_2^2) - 2\mu_2 - \lambda_{14}v_0^2). \quad (6.54)$$

En términos de las relaciones (6.24), (6.25) y (6.26) obtenemos,

$$m_{h_s^p h_s^p} = -\frac{8v_0^2(2\lambda_7 v_0 + \lambda_4 v_2)}{v_0} \quad (6.55)$$

$$m_{h_s^p h_1^p} = 2\sqrt{3}v_2(2\lambda_7 v_0 + \lambda_4 v_2) \quad (6.56)$$

$$m_{h_1^p h_1^p} = -4(\lambda_7 v_0^2 + v_2(\lambda_4 v_0 + (\lambda_2 + \lambda_3)v_2)) \quad (6.57)$$

$$m_{h_s^p h_2^p} = 2v_2(2\lambda_7 v_0 + \lambda_4 v_2) \quad (6.58)$$

$$m_{h_1^p h_2^p} = 2\sqrt{3}v_2(\lambda_4 v_0 + 2(\lambda_2 + \lambda_3)v_2) \quad (6.59)$$

$$m_{h_2^p h_2^p} = -4(\lambda_7 v_0^2 + v_2(2\lambda_4 v_0 + 3(\lambda_2 + \lambda_3)v_2)) \quad (6.60)$$

$$m_{h_a^p h_a^p} = \mu_2^2 + \frac{1}{2}\lambda_{14}v_0^2 + 2(\lambda_{10} + \lambda_{11} - 2\lambda_{12})v_2^2. \quad (6.61)$$

cuyos eigenvalores son las masas de los Higgses pseudo escalares:

$$m_{h_s^p}^2 = 0 \quad (6.62)$$

$$m_{h_a^p}^2 = \mu_2^2 + \lambda_{14}v_0^2 + 4\lambda_{10}v_2^2 + 4\lambda_{11}v_2^2 - 8\lambda_{12}v_2^2 \quad (6.63)$$

$$m_{h_1^p}^2 = -\frac{2(2\lambda_7 v_0 + \lambda_4 v_2)(v_0^2 + 4v_2^2)}{v_0} \quad (6.64)$$

$$m_{h_2^p}^2 = -\frac{2(2\lambda_7 v_0^3 + 5\lambda_4 v_0^2 v_2 + 8\lambda_2 v_0 v_2^2 + 8\lambda_3 v_0 v_2^2)}{v_0}. \quad (6.65)$$

■ **Matriz de masa para Higgses cargados.**, Base: $(h_s^{c,*}, h_1^{c,*}, h_2^{c,*}, h_a^{c,*}), (h_s^c, h_1^c, h_2^c, h_a^c)$

$$m_{HC}^2 = \begin{pmatrix} m_{h_s^{c,*} h_s^c} & m_{h_1^{c,*} h_s^c} & m_{h_2^{c,*} h_s^c} & 0 \\ m_{h_s^{c,*} h_1^c} & m_{h_1^{c,*} h_1^c} & m_{h_2^{c,*} h_1^c} & 0 \\ m_{h_s^{c,*} h_2^c} & m_{h_1^{c,*} h_2^c} & m_{h_2^{c,*} h_2^c} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_{h_a^{c,*} h_a^c} \end{pmatrix}. \quad (6.66)$$

$$m_{h_s^c, * h_s^c} = \frac{1}{2}(-2(\lambda_8 v_0^2 + \mu_0) - \lambda_5(v_1^2 + v_2^2)) \quad (6.67)$$

$$m_{h_s^c, * h_1^c} = -\frac{1}{2}v_1(2\lambda_4 v_2 + (2\lambda_7 + \lambda_6)v_0) \quad (6.68)$$

$$m_{h_1^c, * h_1^c} = -\frac{1}{2}\lambda_5 v_0^2 - (\lambda_1 + \lambda_3)v_1^2 + (-\lambda_1 + \lambda_3)v_2^2 - \lambda_4 v_0 v_2 - \mu_1 \quad (6.69)$$

$$m_{h_s^c, * h_2^c} = \frac{1}{2}(-(2\lambda_7 + \lambda_6)v_0 v_2 + \lambda_4(-v_1^2 + v_2^2)) \quad (6.70)$$

$$m_{h_1^c, * h_2^c} = -v_1(2\lambda_3 v_2 + \lambda_4 v_0) \quad (6.71)$$

$$m_{h_2^c, * h_2^c} = -\frac{1}{2}\lambda_5 v_0^2 + (-\lambda_1 + \lambda_3)v_1^2 - (\lambda_1 + \lambda_3)v_2^2 + \lambda_4 v_0 v_2 - \mu_1 \quad (6.72)$$

$$m_{h_a^c, * h_a^c} = \frac{1}{2}(-2\mu_2 - \lambda_{10}(v_1^2 + v_2^2)). \quad (6.73)$$

En términos de las relaciones (6.24), (6.25) y (6.26) obtenemos,

$$m_{h_s^c, * h_s^c} = -\frac{4v_2^2(\lambda_6 v_0 + 2\lambda_7 v_0 + 2\lambda_4 v_2)}{v_0} \quad (6.74)$$

$$m_{h_s^c, * h_1^c} = \sqrt{3}v_2(\lambda_6 v_0 + 2\lambda_7 v_0 + 2\lambda_4 v_2) \quad (6.75)$$

$$m_{h_1^c, * h_1^c} = -((\lambda_6 + 2\lambda_7)v_0^2 + 4\lambda_4 v_2 v_0 + 4\lambda_3 v_2^2) \quad (6.76)$$

$$m_{h_s^c, * h_2^c} = v_2(\lambda_6 v_0 + 2\lambda_7 v_0 + 2\lambda_4 v_2) \quad (6.77)$$

$$m_{h_1^c, * h_2^c} = \sqrt{3}v_2(\lambda_4 v_0 + 2\lambda_3 v_2) \quad (6.78)$$

$$m_{h_2^c, * h_2^c} = -((\lambda_6 + 2\lambda_7)v_0^2 + 8\lambda_4 v_2 v_0 + 12\lambda_3 v_2^2) \quad (6.79)$$

$$m_{h_a^c, * h_a^c} = (2\lambda_{10}v_2^2 + \mu_2). \quad (6.80)$$

cuyos eigenvalores son las masas de los Higgses cargados:

$$m_{h_s^\pm} = 0 \quad (6.81)$$

$$m_{h_a^\pm} = \mu_2^2 + 4\lambda_{10}v_2^2 \quad (6.82)$$

$$m_{h_1^\pm} = -\frac{(\lambda_6 v_0 + 2\lambda_7 v_0 + 2\lambda_4 v_2)(v_0^2 + 4v_2^2)}{v_0} \quad (6.83)$$

$$m_{h_2^\pm} = -(\lambda_6 + 2\lambda_7)v_0^2 - 10\lambda_4 v_0 v_2 - 16\lambda_3 v_2^2. \quad (6.84)$$

6.3.3. Condiciones de positividad.

Las condiciones de positividad que aseguran un vacío estable son las siguientes:

$$\lambda_8 > 0 \quad (6.85)$$

$$\lambda_1 + \lambda_3 > 0 \quad (6.86)$$

$$\lambda_5 > -2\sqrt{(\lambda_1 + \lambda_3)\lambda_8} \quad (6.87)$$

$$\lambda_5 + \lambda_6 - 2|\lambda_7| > \sqrt{(\lambda_1 + \lambda_3)\lambda_8} \quad (6.88)$$

$$\lambda_1 - \lambda_2 > 0 \quad (6.89)$$

$$\lambda_1 + \lambda_3 + |2\lambda_4| + \lambda_5 + 2\lambda_7 + \lambda_8 > 0 \quad (6.90)$$

$$\lambda_{13} > 0 \quad (6.91)$$

$$\lambda_{10} > -2\sqrt{(\lambda_1 + \lambda_3)\lambda_{13}} \quad (6.92)$$

$$\lambda_{10} + \lambda_{11} - 2|\lambda_{12}| > \sqrt{(\lambda_1 + \lambda_3)\lambda_{13}} \quad (6.93)$$

$$\lambda_{14} > -2\sqrt{\lambda_{12}\lambda_{11}}. \quad (6.94)$$

Para obtener las condiciones necesarias para que el potencial esté acotado por abajo, se parametrizaron los campos en coordenadas hipersféricas, de manera análoga a lo hecho en [109] para el modelo con tres dobletes:

$$H_1 = r \cos \gamma \sin \theta_s \sin \theta_a \hat{H}_1 \quad (6.95)$$

$$H_2 = r \sin \gamma \sin \theta_s \sin \theta_a \hat{H}_2 \quad (6.96)$$

$$H_s = r \cos \theta_s \rho_s \exp i\phi_s \hat{H}_s \quad (6.97)$$

$$H_a = r \sin \theta_s \cos \theta_a \hat{H}_a. \quad (6.98)$$

Donde $r \geq 0$, $\gamma \in [0, \pi/2]$, $\theta_s = [0, \pi/2]$ y $\theta_a = [0, \pi/2]$.

El producto entre dos espinores unitarios diferentes será un número complejo con módulo no mayor a uno, en nuestro caso tenemos

$$\begin{aligned} \hat{H}_2^\dagger \cdot \hat{H}_1 &= \rho_{12} e^{i\theta_{12}}, & \hat{H}_s^\dagger \cdot \hat{H}_2 &= \rho_{s2} e^{i\theta_{s2}}, & \hat{H}_1^\dagger \cdot \hat{H}_s &= \rho_{s1} e^{i\theta_{s1}}, \\ \hat{H}_a^\dagger \cdot \hat{H}_2 &= \rho_{a2} e^{i\theta_{a2}}, & \hat{H}_1^\dagger \cdot \hat{H}_s &= \rho_{s1} e^{i\theta_{s1}}, & \hat{H}_s^\dagger \cdot \hat{H}_a &= \rho_{sa} e^{i\theta_{sa}}. \end{aligned} \quad (6.99)$$

Observando los límites en el espacio de coordenadas hipersféricas de dos en dos, obtenemos las siguientes condiciones necesarias (los resultados son análogos a los obtenidos en [109, 108] para el caso con 3 dobletes). Para esto, solo los términos cuárticos son relevantes, por lo que omitiremos los términos μ_i^2 .

- Para $\theta_a = \pi/2$ y $\theta_s = 0$, el potencial es

$$V = \lambda_8 > 0. \quad (6.100)$$

Donde obtenemos la condición:

$$\lambda_8 > 0 \quad (6.101)$$

- Para $\gamma = 0$ y $\theta_a = \pi/2$ el potencial es

$$V = (\lambda_8 + \cos \theta_s^2 (\lambda_5 + \rho_{s1}^2 (\lambda_6 + 2\lambda_7 \cos 2(\phi_{s1}))) \sin \theta_s^2 + (\lambda_1 + \lambda_3)^4 \sin \theta_s^4). \quad (6.102)$$

Minimizando con respecto a ϕ_{s1} obtenemos:

$$V = (\lambda_8 + \cos \theta_s^2 (\lambda_5 + \rho_{s1}^2 (\lambda_6 - 2|\lambda_7|)) \sin \theta_s^2 + (\lambda_1 + \lambda_3)^4 \sin \theta_s^4) \quad (6.103)$$

y minimizando con respecto a ρ_{s1}

$$V = (\lambda_8 + \cos \theta_s^2 (\lambda_5 + \min(0, \lambda_6 - 2|\lambda_7|)) \sin \theta_s^2 + (\lambda_1 + \lambda_3)^4 \sin \theta_s^4). \quad (6.104)$$

Esto es equivalente a lo obtenido en [109, 108, 114] de manera que obtenemos las condiciones:

$$\begin{aligned} \lambda_1 + \lambda_3 > 0, \quad \lambda_8 > 0, \quad \lambda_5 > -2\sqrt{(\lambda_1 + \lambda_3)\lambda_8} \quad y \\ \lambda_5 + \lambda_6 - 2|\lambda_7| > \sqrt{(\lambda_1 + \lambda_3)\lambda_8}. \end{aligned} \quad (6.105)$$

- Para $\theta_s = \pi/2$ y $\theta_a = \pi/2$ el potencial es

$$V = ((\lambda_1 + \lambda_3) \cos \gamma^4 + 2 \cos \gamma^2 (\lambda_1 - \lambda_3 + \rho_{12} (\lambda_3 - \lambda_2 + (\lambda_2 + \lambda_3) \cos 2\phi_{12})) \sin \gamma^2 + (\lambda_1 + \lambda_3) \rho_2^4 \sin \gamma^4). \quad (6.106)$$

Minimizando con respecto a ϕ_{12} obtenemos:

$$V = ((\lambda_1 + \lambda_3) \cos \gamma^4 + 2 \cos \gamma^2 (\lambda_1 - \lambda_3 + \rho_{12} (\lambda_3 - \lambda_2 + |\lambda_2 + \lambda_3|)) \sin \gamma^2 + (\lambda_1 + \lambda_3) \sin \gamma^4). \quad (6.107)$$

o

$$V = ((\lambda_1 + \lambda_3) \cos \gamma^4 + 2 \cos \gamma^2 (\lambda_1 - \lambda_3 + 2\rho_{12} (\min(-\lambda_2, \lambda_3))) \sin \gamma^2 + (\lambda_1 + \lambda_3) \sin \gamma^4). \quad (6.108)$$

Minimizando con respecto a ρ_{12} se obtiene:

$$V = ((\lambda_1 + \lambda_3) \cos \gamma^4 + 2 \cos \gamma^2 (\lambda_1 - \lambda_3 + 2(\min(0, -\lambda_2, \lambda_3))) \sin \gamma^2 + (\lambda_1 + \lambda_3) \sin \gamma^4). \quad (6.109)$$

De donde se obtienen las condiciones:

$$\lambda_1 + \lambda_3 > 0, \quad \lambda_1 - \lambda_3 + 2(\min(0, -\lambda_2, \lambda_3)) > -|\lambda_1 + \lambda_3|. \quad (6.110)$$

Esto es equivalente a

$$\lambda_1 + \lambda_3 > 0, \quad \lambda_1 > 0, \quad \lambda_1 - \lambda_2 > 0. \quad (6.111)$$

- Para $\gamma = \pi/2$ y $\theta_a = \pi/2$ el potencial es

$$V = -\lambda_4 \rho_{s2} \cos \theta_s \sin \theta_s^3 \cos \phi_{s2} + (\lambda_8 \cos \theta_s^4 + \cos \theta_s^2 (\lambda_5 + \lambda_6 + 2\lambda_7 \cos 2(\phi_{s2})) \sin \theta_s^2 + (\lambda_1 + \lambda_3) \sin \theta_s^4). \quad (6.112)$$

Imponiendo (tal como se hizo en [109, 108]) $\rho_{s1} = 1$, $\theta = \pi/4$ y $\phi_{s2} = 0$ y $\phi_{s2} = \pi$ respectivamente, obtenemos las condiciones:

$$\begin{aligned} \lambda_1 + \lambda_3 - 2\lambda_4 + \lambda_5 + 2\lambda_7 + \lambda_8 &> 0, \\ \lambda_1 + \lambda_3 + 2\lambda_4 + \lambda_5 + 2\lambda_7 + \lambda_8 &> 0. \end{aligned} \quad (6.113)$$

- Para $\theta_a = 0$ y $\theta_s = \pi/2$ el potencial es

$$V = \lambda_{13} > 0. \quad (6.114)$$

Donde obtenemos directamente la condición:

$$\lambda_{13} > 0. \quad (6.115)$$

- Para $\gamma = 0$ y $\theta_s = \pi/2$ el potencial es

$$V = (\lambda_{13} \cos \theta_a^4 + (\lambda_{10} + \rho_{a1}(\lambda_{11} + 2\lambda_{12} \cos 2(\phi_{a1}))) \cos \theta_a^2 \sin \theta_a^2 + (\lambda_1 + \lambda_3) \sin \theta_a^4). \quad (6.116)$$

Esto es equivalente a (6.102), pero con las constantes de acoplamiento correspondientes al singlete antisimétrico, por lo que obtenemos las condiciones

$$\begin{aligned} \lambda_1 + \lambda_3 > 0, \quad \lambda_{13} > 0, \quad \lambda_{10} > -2\sqrt{(\lambda_1 + \lambda_3)\lambda_{13}} \quad \text{y} \\ \lambda_{10} + \lambda_{11} - 2|\lambda_{12}| > \sqrt{(\lambda_1 + \lambda_3)\lambda_{13}}. \end{aligned} \quad (6.117)$$

- Para $\gamma = \pi/2$ y $\theta_s = \pi/2$ el potencial es

$$V = (\lambda_{13} \cos \theta_a^4 + (\lambda_{10} + \rho_{a2}(\lambda_{11} + 2\lambda_{12} \cos 2(\phi_{a2}))) \cos \theta_a^2 \sin \theta_a^2 + (\lambda_1 + \lambda_3) \sin \theta_a^4). \quad (6.118)$$

Debido a la imposición de la simetría Z_2 , el coeficiente λ_9 no aparece, y obtenemos el mismo límite (6.116) y las correspondientes condiciones (6.117).

- Para $\gamma = \pi/2$ y $\theta_a = 0$ el potencial es

$$(\lambda_8 \cos \theta_s^4 + \lambda_{14} \cos \theta_s^2 \sin \theta_s^2 + \lambda_{13} \sin \theta_s^4) > 0. \quad (6.119)$$

De donde obtenemos las condición

$$\lambda_{14} > -2\sqrt{\lambda_8 \lambda_{13}}. \quad (6.120)$$

6.4. Condiciones de unitariedad.

Das y Dey [108] calcularon las condiciones de unitariedad de la matriz-S para el modelo con tres dobletes, acotando los eigenvalores de la matriz como:

$$|a_i^\pm|, |b_i| \leq, \text{ para } i = 1, 2, \dots, 6. \quad (6.121)$$

Aunque el cálculo de las condiciones de unitariedad para el modelo de cuatro dobletes proveería restricciones más exactas, se usaron las condiciones obtenidas para tres dobletes como una primera aproximación.

$$a_1^\pm = (\lambda_1 - \lambda_2 + \frac{\lambda_5 + \lambda_6}{2}) \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2 + \frac{\lambda_5 + \lambda_6}{2})^2 - 4[(\lambda_1 - \lambda_2)(\frac{\lambda_5 + \lambda_6}{2}) - \lambda_4^2]} \quad (6.122)$$

$$a_2^\pm = (\lambda_1 + \lambda_2 + 2\lambda_3 + \lambda_8) \pm \sqrt{(\lambda_1 + \lambda_2 + 2\lambda_3 + \lambda_8)^2 - 4[\lambda_8(\lambda_1 + \lambda_2 + 2\lambda_3) - 2\lambda_7^2]} \quad (6.123)$$

$$a_3^\pm = (\lambda_1 - \lambda_2 + 2\lambda_3 + \lambda_8) \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2 + 2\lambda_3 + \lambda_8)^2 - 4[\lambda_8(\lambda_1 + \lambda_2 + 2\lambda_3) - \frac{\lambda_6^2}{2}]} \quad (6.124)$$

$$a_4^\pm = (\lambda_1 + \lambda_2 + \frac{\lambda_5}{2} + \lambda_7) \pm \sqrt{(\lambda_1 + \lambda_2 + \frac{\lambda_5}{2} + \lambda_7)^2 - 4[(\lambda_1 - \lambda_2)(\frac{\lambda_5}{2} + \lambda_7) - \lambda_4^2]} \quad (6.125)$$

$$a_5^\pm = (5\lambda_1 - \lambda_2 + 2\lambda_3 + 3\lambda_8) \pm \sqrt{(5\lambda_1 - \lambda_2 + 2\lambda_3 + 3\lambda_8)^2 - 4[3\lambda_8(5\lambda_1 - \lambda_2 + 2\lambda_3) - \frac{1}{2}(2\lambda_5 + \lambda_6)^2]} \quad (6.126)$$

$$a_6^\pm = (\lambda_1 + \lambda_2 + 4\lambda_3 + \frac{\lambda_5}{2} + \lambda_6 + 3\lambda_7) \pm \sqrt{(\lambda_1 + \lambda_2 + 4\lambda_3 + \frac{\lambda_5}{2} + \lambda_6 + 3\lambda_7)^2 - 4[(\lambda_1 + \lambda_2 + 4\lambda_3)(\frac{\lambda_5}{2} + \lambda_6 + 3\lambda_7) - 9\lambda_4^2]} \quad (6.127)$$

$$b_1 = \lambda_5 + 2\lambda_6 - \lambda_7 \quad (6.128)$$

$$b_2 = \lambda_5 - 2\lambda_7 \quad (6.129)$$

$$b_3 = 2(\lambda_1 - 5\lambda_1 - 2\lambda_3) \quad (6.130)$$

$$b_4 = 2(\lambda_1 - \lambda_1 - 2\lambda_3) \quad (6.131)$$

$$b_5 = 2(\lambda_1 + \lambda_1 - 2\lambda_3) \quad (6.132)$$

$$b_6 = \lambda_5 - \lambda_6. \quad (6.133)$$

[115, 116], [117, 118]

Capítulo 7

Materia oscura en el modelo de cuatro dobletes de Higgs con simetría S_3 .

El doblete H_a contiene cuatro campos físicos, dos cargados h_a^\pm y dos neutros, el escalar h_a^n y el pseudoescalar h_a^p . Como vimos en la sección 3.3 de la parte II de esta tesis, las partículas cargadas tienen fuertes restricciones como candidatos a materia oscura. Por lo que nuestros candidatos viables, son los higgses neutros del doblete antisimétrico, con masas:

$$m_{h_a^p}^2 = \mu_2^2 + \lambda_{14}v_0^2 + 4(\lambda_{10} + \lambda_{11} - 2\lambda_{12})v_2^2 \quad (7.1)$$

$$m_{h_a^n}^2 = \mu_2^2 + \lambda_{14}v_0^2 + 4(\lambda_{10} + \lambda_{11} + 2\lambda_{12})v_2^2. \quad (7.2)$$

El campo de Higgs neutro más ligero será el candidato a materia oscura. A priori, tanto h_a^n como h_a^p , pueden ser esta partícula. Si escogemos a h_a^n , entonces $m_{h_a^p}^2 > m_{h_a^n}^2$, lo que implica que $\lambda_{12} < 0$, si escogemos a h_a^p , entonces $m_{h_a^n}^2 > m_{h_a^p}^2$ lo que implica $\lambda_{12} > 0$ (nótese que este es el único parámetro que se altera, según nuestra elección).

7.1. Análisis numérico del potencial de cuatro dobletes de Higgs con simetría S_3 y simetría discreta Z_2 adicional.

Existen muchas constricciones tanto teóricas como experimentales, que deben aplicarse al análisis de nuestro candidato para acotar el rango de masa de este y del resto de los Higgses del modelo.

Basándonos en lo realizado para Modelo de Doblete Inerte (IDM) [?], podemos enumerar las siguientes restricciones:

1. Restricciones teóricas.

- El potencial debe estar acotado por abajo, de manera que tenga un vacío estable. Esto se logra imponiendo las condiciones de positividad (6.101),(6.105), (6.111), (6.115), (6.117) y (6.120), obtenidas en el capítulo anterior.
- Queremos que la matriz dispersión escalar sea unitaria.
- Los acoplamientos cuárticos de los Higgses deben ser perturbativos, es decir, deben tomar valores absolutos $\geq 4\pi$.

2. Restricciones experimentales.

- De acuerdo con los resultados obtenidos por el LHC [?], la masa del bosón de higgs del modelo estándar es

$$m_{h_s^n} = 125,09 \pm ,21\text{GeV}. \quad (7.3)$$

- El límite superior de la amplitud total del bosón h_s^n , de acuerdo con [?, ?], es:

$$\Gamma < 22\text{MeV}. \quad (7.4)$$

- Aplicar los límites sobre la densidad reliquia de materia oscura obtenidos por el experimento PLANCK [?].

$$\Omega h^2 \leq 0,1241. \quad (7.5)$$

Por el momento, no conformaremos con aplicar las condiciones de estabilidad y de unitariedad que describimos en el capítulo anterior, dejando el resto de las restricciones para un trabajo futuro. Consideraremos además la masa del Higgs del modelo estándar $m = 125\text{GeV}$, probando la viabilidad de dos de los campos neutros escalares (los correspondientes a los dobletes H_s y H_2) para representar al Higgs descubierto.

Para comenzar el análisis es conveniente reparametrizar a los vevs en coordenadas esféricas de manera que $v_0 = v \cos \theta$, $v_1 = v \sin \theta \cos \phi$ y $v_2 = v \sin \theta \sin \phi$, donde $\theta \in (0, \pi)$ y $\phi \in (0, 2\pi)$. Con esta reparametrización y la ec. (6.26) se obtiene la relación:

$$\tan^2 \phi = \frac{1}{3} \quad (7.6)$$

Por lo que $\tan \phi = \frac{1}{\sqrt{3}}$ restringe los valores de ϕ a $\phi = \frac{\pi}{6}, \frac{5\pi}{6}, \frac{7\pi}{6}, \frac{11\pi}{6}$.

Tomando $\phi = \frac{\pi}{6}, \frac{5\pi}{6}$ se tiene $\sin(\frac{\pi}{6}, \frac{5\pi}{6}) = \frac{1}{2}$. De manera que obtenemos $v_2 = \frac{1}{2}v \sin \theta$ y $v_3 = v \cos \theta$. Finalmente, con estos nuevos parámetros, las masas de los Higgses se reescriben como:

$$m_{h_s^2}^2 = -9\lambda_4 v^2 \sin \theta \cos \theta \quad (7.7)$$

$$\begin{aligned} m_{h_1^n}^2 = & \left(\frac{1}{v \cos \theta} \right) (2\lambda_8 v \cos^3 \theta + \frac{1}{2} v \sin \theta (3\lambda_4 v \cos^2 \theta + \\ & 8(\lambda_1 + \lambda_3) v \cos \theta \frac{1}{2} v \sin \theta - 4\lambda_4 \frac{1}{2} v \sin^2 \theta) - \\ & ((4\lambda_8^2 v \cos^6 \theta - 12\lambda_4 \lambda_8 v \cos^5 \theta \frac{1}{2} v \sin \theta + (9\lambda_4^2 + \\ & 16((\lambda_5 + \lambda_6 + 2\lambda_7)^2 - 2(\lambda_1 + \lambda_3)\lambda_8)) v \cos^4 \theta \frac{1}{2} v \sin^2 \theta + \\ & 16\lambda_4(3(\lambda_1 + \lambda_3 + 2(\lambda_5 + \lambda_6 + 2\lambda_7)) - \lambda_8) v \cos^3 \theta \frac{1}{2} v \sin^3 \theta + \\ & 8(8(\lambda_1 + \lambda_3)^2 + 21\lambda_4^2) v \cos^2 \theta \frac{1}{2} v \sin^4 \theta + 64(\lambda_1 + \lambda_3)\lambda_4 v \cos \theta \frac{1}{2} v \sin^5 \theta + \\ & 16\lambda_4^2 \frac{1}{2} v \sin^6 \theta))^{1/2} \quad (7.8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} m_{h_2^n}^2 = & \left(\frac{1}{v \cos \theta} \right) (2\lambda_8 v \cos^3 \theta + \frac{1}{2} v \sin \theta (3\lambda_4 v \cos^2 \theta + \\ & 8(\lambda_1 + \lambda_3) v \cos \theta \frac{1}{2} v \sin \theta - 4\lambda_4 \frac{1}{2} v \sin^2 \theta) \\ & + (4\lambda_8^2 v \cos^6 \theta - 12\lambda_4 \lambda_8 v \cos^5 \theta \frac{1}{2} v \sin \theta + (9\lambda_4^2 + \\ & 16((\lambda_5 + \lambda_6 + 2\lambda_7)^2 - 2(\lambda_1 + \lambda_3)\lambda_8)) v \cos^4 \theta v^2 + \\ & 16\lambda_4(3(\lambda_1 + \lambda_3 + 2(\lambda_5 + \lambda_6 + 2\lambda_7)) - \lambda_8) v \cos^3 \theta \frac{1}{2} v \sin^3 \theta + \\ & 8(8(\lambda_1 + \lambda_3)^2 + 21\lambda_4^2) v \cos^2 \theta \frac{1}{2} v \sin^4 \theta + 64(\lambda_1 + \lambda_3)\lambda_4 v \cos \theta \frac{1}{2} v \sin^5 \theta + \\ & 16\lambda_4^2 \frac{1}{2} v \sin^6 \theta))^{1/2} \quad (7.9) \end{aligned}$$

$$m_{h_a^n}^2 = \mu_2^2 + \lambda_{14} v \cos^2 \theta + 4(\lambda_{10} + \lambda_{11} + 2\lambda_{12}) \frac{1}{2} v \sin^2 \theta \quad (7.10)$$

$$m_{h_1^p}^2 = -v^2(\lambda_4 \tan \theta + 4\lambda_7) \quad (7.11)$$

$$m_{h_2^p}^2 = -4(\lambda_2 + \lambda_3) v^2 \sin^2 \theta - 5\lambda_4 v^2 \sin \theta \cos \theta - 4\lambda_7 v^2 \cos^2 \theta \quad (7.12)$$

$$m_{h_a^p}^2 = \mu_2^2 + \lambda_{14} v \cos^2 \theta + 4\lambda_{10} \frac{1}{2} v \sin^2 \theta + 4\lambda_{11} \frac{1}{2} v \sin^2 \theta - 8\lambda_{12} \frac{1}{2} v \sin^2 \theta \quad (7.13)$$

$$m_{h_c^2}^2 = -v^2(\lambda_4 \tan \theta + (\lambda_6 + 2\lambda_7)) \quad (7.14)$$

$$m_{h_s^2}^2 = -(5\lambda_4 v^2 \sin \theta \cos \theta + (\lambda_6 + 2\lambda_7) v^2 \cos^2 \theta) - 4\lambda_3 v^2 \sin^2 \theta \quad (7.15)$$

$$62 \quad m_{h_e^2}^2 = \mu_2^2 + 4\lambda_{10} \frac{1}{2} v \sin^2 \theta \quad (7.16)$$

Para el análisis de los valores viables de las masas de los Higgses tomaremos dos rangos para $\tan\theta$: de 0 a 2 y de 0 a 100 (graficamos con respecto a $\tan\theta$, en lugar de usar θ directamente, para evitar caer en valores asintóticos de $\tan\theta$). Tomamos además dos campos escalares para representar al Higgs del modelo estándar, por lo que en total se presentan cuatro grupos de gráficas. Nótese que en este punto no hemos escogido ningún candidato específico de materia oscura.

7.1.1. Análisis numérico de las masas de los higgses con H_s como el doblete del modelo estándar.

Fijamos la masa del campo escalar neutro del doblete H_s como $m_{h_s^0} = 125$ GeV de manera que corresponde al Higgs del modelo estándar. En las gráficas ?? se muestran los rangos de masas que cumplen las condiciones de unitariedad y estabilidad del potencial, con $\tan\theta$ variando de 0 a 2. Mientras que en las gráficas ?? se varió la $\tan\theta$ de 0 a 100. Para hacer las gráficas se generaron 100000000 de valores aleatorios para $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7, \lambda_8, \lambda_{10}, \lambda_{11}, \lambda_{12}, \lambda_{13}, \lambda_{14}, \mu_2^2$ y $\tan\theta$.

7.1.2. Análisis numérico de las masas de los higgses con H_2 como el doblete del modelo estándar.

Fijamos la masa del campo escalar neutro del doblete H_2 como $m_{h_s^0} = 125$ GeV de manera que corresponde al Higgs del modelo estándar. En las gráficas ?? se muestran los rangos de masas que cumplen las condiciones de unitariedad y estabilidad del potencial, con $\tan\theta$ variando de 0 a 2. Mientras que en las gráficas ?? se varió la $\tan\theta$ de 0 a 100. Para hacer las gráficas se generaron 100000000 de valores aleatorios para $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7, \lambda_8, \lambda_{10}, \lambda_{11}, \lambda_{12}, \lambda_{13}, \lambda_{14}, \mu_2^2$ y $\tan\theta$.

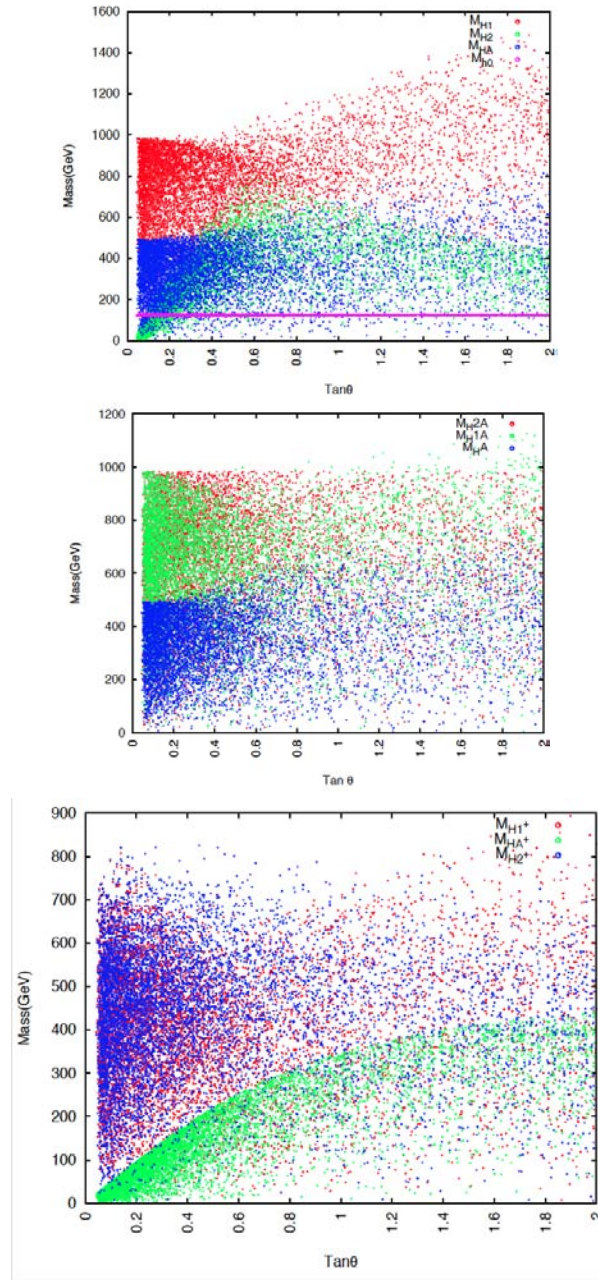


Figura 7.1: Gráfica muestra los valores de las masas permitidos por las condiciones de unitariedad y estabilidad con respecto a $\tan\theta$ en el rango de 0 a 2, para los higgses neutros, pseudo escalares y cargados respectivamente. En este caso, el campo neutro escalar del doblete H_s corresponde al Higgs del modelo estándar.

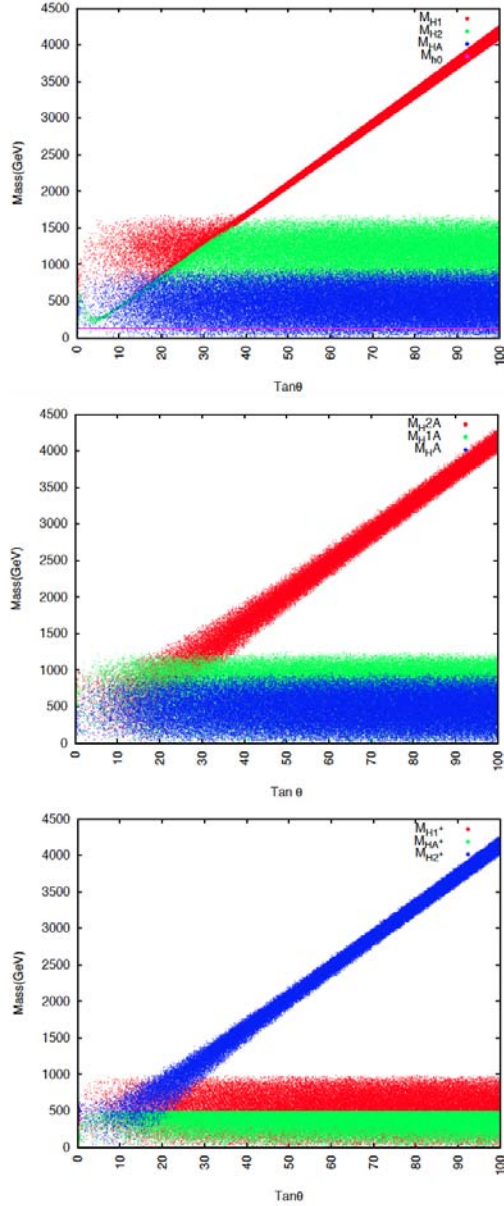


Figura 7.2: Gráfica muestra los valores de las masas permitidos por las condiciones de unitariedad y estabilidad con respecto a $\tan \theta$ en el rango de 0 a 100, para los higgses neutros, pseudo escalares y cargados respectivamente. En este caso, el campo neutro escalar del doblete H_s corresponde al Higgs del modelo estándar.

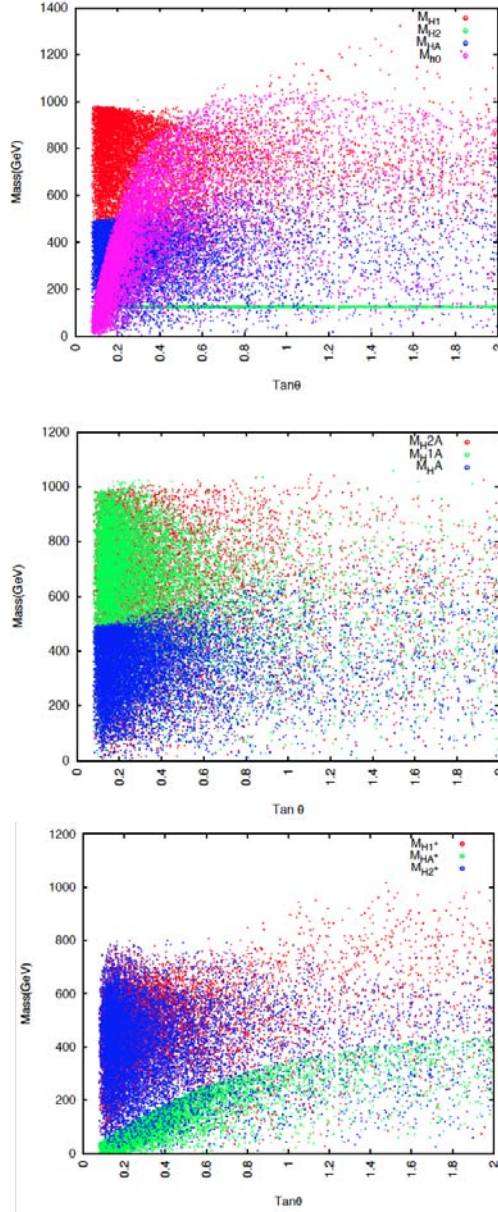


Figura 7.3: Gráfica muestra los valores de las masas permitidos por las condiciones de unitariedad y estabilidad con respecto a $\tan\theta$ en el rango de 0 a 2, para los higgses neutros, pseudo escalares y cargados respectivamente. En este caso, el campo neutro escalar del doblete H_2 corresponde al Higgs del modelo estándar.

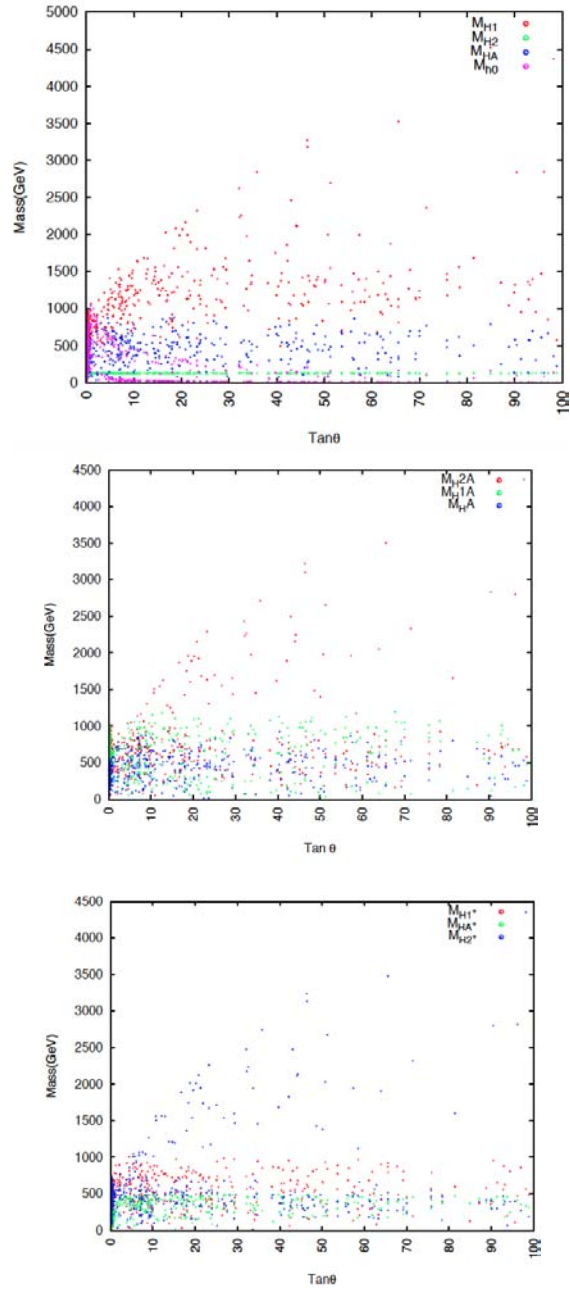


Figura 7.4: Gráfica muestra los valores de las masas permitidos por las condiciones de unitariedad y estabilidad con respecto a $\tan \theta$ en el rango de 0 a 100, para los higgses neutros, pseudo escalares y cargados respectivamente. En este caso, el campo neutro escalar del doblete H_2 corresponde al Higgs del modelo estándar.

Parte IV
Conclusiones.

La parte II, estuvo dedicada a la descripción de la materia oscura, incluyendo una brevísima introducción al modelo estándar. Se presentaron las evidencias de la existencia de la materia oscura, obtenidas de observaciones astronómicas, identificamos las características que un buen candidato a materia oscura debe tener (notando que los bosones de Higgs estables las cumplen) y las partículas más populares que se han propuesto en la literatura.

La siguiente parte estuvo dedicada a la descripción de nuestro modelo, empezando por la introducción de la simetría S_3 y como se aplica, tanto al sector fermiónico como al escalar, se presentaron los lagrangianos de Yukawa y escalares para los modelos con tres y cuatro dobletes de Higgs, aclarando que, en el caso de los lagrangianos de Yukawa, la matriz de masa que se obtiene para el modelo de cuatro dobletes, se reduce al de tres, cuando $H_a = 0$. Después presentamos el potencial escalar y el lagrangiano de Yukawa para el modelo con cuatro dobletes y simetría Z_2 , calculamos las matrices de masa de los campos escalares, y observamos que las propiedades para el modelo con 3 dobletes se preservan, notando que las submatrices de 3×3 de estas, son similares a las del modelo con tres dobletes, i. e. tienen los mismos eigenvalores (masas). Se obtienen, además, campos estables y desacoplados de los fermiones, en las submatrices 1×1 . De estos campos estables, identificamos a dos buenos candidatos a materia oscura: los campos neutros escalar y pseudo escalar del doblete de Higgs antisimétrico. De manera que se abren tres posibilidades, a) que la materia oscura esté conformada en su mayoría por el nuestro escalar, b) por el neutro antisimétrico o c) por ambas.

La perspectiva directa de este proyecto es, aplicar más restricciones teóricas y experimentales para acotar los rangos de masa de los candidato para las tres posibilidades con las que contamos, notando que las opciones a) y b) son equivalentes, siempre y cuando se haga la transformación $\lambda_{12} \rightarrow -\lambda_{12}$ según sea el caso.

Bibliografía

- [1] J. Kubo, A. Mondragon, M. Mondragon, and E. Rodriguez-Jauregui. The Flavor symmetry. *Prog. Theor. Phys.*, 109:795–807, 2003. [Erratum: *Prog. Theor. Phys.*114,287(2005)].
- [2] A. Mondragon, M. Mondragon, and E. Peinado. Lepton masses, mixings and FCNC in a minimal S(3)-invariant extension of the Standard Model. *Phys. Rev.*, D76:076003, 2007.
- [3] A. Mondragon and E. Rodriguez-Jauregui. Breaking of flavor permutational symmetry and the CKM matrix. *AIP Conf. Proc.*, 531:310–314, 2000. [AIP Conf. Proc.490,393(1999)].
- [4] Sandip Pakvasa and Hirotaka Sugawara. Discrete Symmetry and Cabibbo Angle. *Phys. Lett.*, B73:61–64, 1978.
- [5] F. Gonzalez Canales, A. Mondragon, and M. Mondragon. The S_3 Flavour Symmetry: Neutrino Masses and Mixings. *Fortsch. Phys.*, 61:546–570, 2013.
- [6] Emanuel Derman. Flavor Unification, τ Decay and b Decay Within the Six Quark Six Lepton Weinberg-Salam Model. *Phys. Rev.*, D19:317–329, 1979.
- [7] F. González Canales, A. Mondragón, M. Mondragón, U. J. Saldaña Salazar, and L. Velasco-Sevilla. Quark sector of S3 models: classification and comparison with experimental data. *Phys. Rev.*, D88:096004, 2013.
- [8] R. Yahalom. Horizontal Permutation Symmetry, Fermion Masses and Pseudogoldstone Bosons in $SU(2)_L \times U(1)$. *Phys. Rev.*, D29:536, 1984.
- [9] Thomson M. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 2013.
- [10] A. J. G. Hey I. J. R. Aitchison. *Gauge Theories in Particle Physics, Second Edition (Graduate Student Series in Physics)*. Taylor and Francis, 2 edition, 1989.
- [11] D. A. Greenwood W. N. Cottingham. *An introduction to the standard model of particle physics*. Cambridge University Press, 2nd ed edition, 2007.

- [12] G. Shaw F. Mandl. *Quantum Field Theory*. John Wiley and Sons Inc, 1984.
- [13] Steven Weinberg. *Quantum theory of fields. Foundations*, volume Volume 1. Cambridge University Press, 1 edition, 1995.
- [14] Dan V. Schroeder Michael E. Peskin. *An introduction to quantum field theory*. Frontiers in Physics. Addison-Wesley Pub. Co, 1995.
- [15] Dmitry Kazakov. The Higgs Boson is found: what is next? *Phys. Usp.*, 57(9):930–942, 2014. [Usp. Fiz. Nauk184,no.9,1004(2014)].
- [16] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble. Global Conservation Laws and Massless Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13:585–587, 1964.
- [17] F. Englert and R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–323, 1964.
- [18] Peter W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508–509, 1964.
- [19] Serguei Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett.*, B716:30–61, 2012.
- [20] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett.*, B716:1–29, 2012.
- [21] John Ellis, Mary K. Gaillard, and Dimitri V. Nanopoulos. A Historical Profile of the Higgs Boson. In Luciano Maiani and Luigi Rolandi, editors, *The standard theory of particle physics: Essays to celebrate CERN's 60th anniversary*, pages 255–274. 2016.
- [22] Yoichiro Nambu. Axial vector current conservation in weak interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 4:380–382, 1960.
- [23] J. Goldstone. Field Theories with Superconductor Solutions. *Nuovo Cim.*, 19:154–164, 1961.
- [24] Jeffrey Goldstone, Abdus Salam, and Steven Weinberg. Broken Symmetries. *Phys. Rev.*, 127:965–970, 1962.
- [25] Stephen P. Martin. A Supersymmetry primer. 1997. [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.18,1(1998)].
- [26] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski, and Kim Griest. Supersymmetric dark matter. *Phys. Rept.*, 267:195–373, 1996.
- [27] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helv. Phys. Acta*, 6:110–127, 1933.

- [28] Stefano Profumo. Astrophysical Probes of Dark Matter. In *Proceedings, Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: Searching for New Physics at Small and Large Scales (TASI 2012)*, pages 143–189, 2013.
- [29] Dan Hooper. Particle Dark Matter. In *Proceedings of Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics on The dawn of the LHC era (TASI 2008)*, pages 709–764, 2010.
- [30] Keith A. Olive. TASI lectures on dark matter. In *Particle physics and cosmology: The quest for physics beyond the standard model(s). Proceedings, Theoretical Advanced Study Institute, TASI 2002, Boulder, USA, June 3-28, 2002*, pages 797–851, 2003.
- [31] Debasish Majumdar. *Dark Matter An Introduction*. CRC Press, 2014.
- [32] V. C. Rubin, N. Thonnard, and W. K. Ford, Jr. Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 /R = 4kpc/ to UGC 2885 /R = 122 kpc/. *Astrophys. J.*, 238:471, 1980.
- [33] Keiichi Umetsu. Cluster Weak Gravitational Lensing. In *The Astrophysics of Clusters of Galaxies Varenna, Italy, July 15-25, 2008*, 2010.
- [34] R. Benton Metcalf, Leonidas A. Moustakas, Andrew J. Bunker, and Ian R. Parry. Spectroscopic gravitational lensing and limits on the dark matter substructure in Q2237+0305. *Astrophys. J.*, 607:43–59, 2004.
- [35] Henk Hoekstra, Howard Yee, and Mike Gladders. Current status of weak gravitational lensing. *New Astron. Rev.*, 46:767–781, 2002.
- [36] Andrew Gould. Femto microlensing of gamma-ray bursters. *Submitted to: Astrophys. J. Lett.*, 1991.
- [37] Andrew Gould and Abraham Loeb. Discovering planetary systems through gravitational microlenses. *Astrophys. J.*, 396:104–114, 1992.
- [38] Douglas Clowe, Marusa Bradac, Anthony H. Gonzalez, Maxim Markevitch, Scott W. Randall, Christine Jones, and Dennis Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophys. J.*, 648:L109–L113, 2006.
- [39] W. L. W. Sargent, P. J. Young, A. Boksenberg, and D. Tytler. The Distribution of Lyman-alpha absorption lines in the spectra of six QSOs - Evidence for an intergalactic origin. *Astrophys. J. Suppl.*, 42:41–81, 1980.
- [40] T. Hara, S. Miyoshi, and P. Maehoenen. On the inhomogeneity of dark matter and luminous objects induced by infinitely long cosmic strings. *Astrophys. J.*, 412:22–33, 1993.

- [41] Arno A. Penzias and Robert Woodrow Wilson. A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s. *Astrophys. J.*, 142:419–421, 1965.
- [42] Scott Dodelson and Jay M. Jubas. Microwave anisotropies in the light of COBE. *Phys. Rev. Lett.*, 70:2224–2227, 1993.
- [43] E. Komatsu et al. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation. *Astrophys. J. Suppl.*, 180:330–376, 2009.
- [44] Marco Taoso, Gianfranco Bertone, and Antonio Masiero. Dark Matter Candidates: A Ten-Point Test. *JCAP*, 0803:022, 2008.
- [45] D. N. Spergel et al. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) three year results: implications for cosmology. *Astrophys. J. Suppl.*, 170:377, 2007.
- [46] W. L. Freedman et al. Final results from the Hubble Space Telescope key project to measure the Hubble constant. *Astrophys. J.*, 553:47–72, 2001.
- [47] John R. Ellis, J. S. Hagelin, Dimitri V. Nanopoulos, Keith A. Olive, and M. Srednicki. Supersymmetric Relics from the Big Bang. *Nucl. Phys.*, B238:453–476, 1984.
- [48] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints. *Phys. Rept.*, 405:279–390, 2005.
- [49] Kim Griest and Marc Kamionkowski. Unitarity Limits on the Mass and Radius of Dark Matter Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 64:615, 1990.
- [50] Daniel J. H. Chung, Edward W. Kolb, and Antonio Riotto. Production of massive particles during reheating. *Phys. Rev.*, D60:063504, 1999.
- [51] Edward W. Kolb, Antonio Riotto, and Igor I. Tkachev. GUT baryogenesis after preheating: Numerical study of the production and decay of X bosons. *Phys. Lett.*, B423:348–354, 1998.
- [52] Joel R. Primack. The Nature of dark matter. In *Astroparticle and gamma-ray physics in space. Proceedings, International School of space science, ISSS 2001, L'Aquila, Italy, August 30-September 7, 2001*, pages 449–474, 2001.
- [53] Joel R. Primack. Whatever happened to hot dark matter? *SLAC Beam Line*, 31N3:50–57, 2001.
- [54] Uros Seljak, Anze Slosar, and Patrick McDonald. Cosmological parameters from combining the Lyman-alpha forest with CMB, galaxy clustering and SN constraints. *JCAP*, 0610:014, 2006.
- [55] Paul Bode, Jeremiah P. Ostriker, and Neil Turok. Halo formation in warm dark matter models. *Astrophys. J.*, 556:93–107, 2001.

- [56] Edward A. Baltz and Hitoshi Murayama. Gravitino warm dark matter with entropy production. *JHEP*, 05:067, 2003.
- [57] Matteo Viel, Julien Lesgourgues, Martin G. Haehnelt, Sabino Matarrese, and Antonio Riotto. Can sterile neutrinos be ruled out as warm dark matter candidates? *Phys. Rev. Lett.*, 97:071301, 2006.
- [58] Kevork Abazajian and Savvas M. Koushiappas. Constraints on Sterile Neutrino Dark Matter. *Phys. Rev.*, D74:023527, 2006.
- [59] Kevork Abazajian. Linear cosmological structure limits on warm dark matter. *Phys. Rev.*, D73:063513, 2006.
- [60] A. De Rujula, S. L. Glashow, and U. Sarid. CHARGED DARK MATTER. *Nucl. Phys.*, B333:173–194, 1990.
- [61] Martin L. Perl, Peter C. Kim, Valerie Halyo, Eric R. Lee, Irwin T. Lee, Dinesh Loomba, and Klaus S. Lackner. The Search for stable, massive, elementary particles. *Int. J. Mod. Phys.*, A16:2137–2164, 2001.
- [62] Andrew Gould, Bruce T. Draine, Roger W. Romani, and Shmuel Nussinov. Neutron Stars: Graveyard of Charged Dark Matter. *Phys. Lett.*, B238:337–343, 1990.
- [63] Elisabeth Vangioni-Flam, Keith A. Olive, Brian D. Fields, and Michel Casse. On the baryometric status of He-3. *Astrophys. J.*, 585:611–616, 2003.
- [64] Pat Scott, Joakim Edsjo, and Malcolm Fairbairn. Low mass stellar evolution with WIMP capture and annihilation. In *Proceedings, 6th International Heidelberg Conference on Dark matter in astroparticle and particle physics (DARK 2007): Sydney, Australia, September 24-28, 2007*, pages 387–392, 2007.
- [65] Malcolm Fairbairn, Pat Scott, and Joakim Edsjo. The Zero Age Main Sequence of WIMP burners. *Phys. Rev.*, D77:047301, 2008.
- [66] E. Ripamonti, Michela Mapelli, and A. Ferrara. The impact of dark matter decays and annihilations on the formation of the first structures. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 375:1399–1408, 2007.
- [67] Xue-Lei Chen and Marc Kamionkowski. Particle decays during the cosmic dark ages. *Phys. Rev.*, D70:043502, 2004.
- [68] Douglas Spolyar, Katherine Freese, and Paolo Gondolo. Dark matter and the first stars: a new phase of stellar evolution. *Phys. Rev. Lett.*, 100:051101, 2008.
- [69] David N. Spergel and Paul J. Steinhardt. Observational evidence for selfinteracting cold dark matter. *Phys. Rev. Lett.*, 84:3760–3763, 2000.

- [70] M. C. Bento, O. Bertolami, R. Rosenfeld, and L. Teodoro. Selfinteracting dark matter and invisibly decaying Higgs. *Phys. Rev.*, D62:041302, 2000.
- [71] Naoki Yoshida, Volker Springel, Simon D. M. White, and Giuseppe Tormen. Weakly self-interacting dark matter and the structure of dark halos. *Astrophys. J.*, 544:L87–L90, 2000.
- [72] Romeel Dave, David N. Spergel, Paul J. Steinhardt, and Benjamin D. Wandelt. Halo properties in cosmological simulations of selfinteracting cold dark matter. *Astrophys. J.*, 547:574–589, 2001.
- [73] Pedro Colin, Vladimir Avila-Reese, Octavio Valenzuela, and Claudio Firmani. Structure and subhalo population of halos in a selfinteracting dark matter cosmology. *Astrophys. J.*, 581:777–793, 2002.
- [74] Kyungjin Ahn and Paul R. Shapiro. Formation and evolution of self-interacting dark matter halos. *J. Korean Astron. Soc.*, 36:89, 2003.
- [75] Oleg Y. Gnedin and Jeremiah P. Ostriker. Limits on collisional dark matter from elliptical galaxies in clusters. *Astrophys. J.*, 561:61, 2001.
- [76] J. S. Arabadjis, M. W. Bautz, and G. P. Garmire. Chandra observations of the lensing cluster emss 1358+6245: implications for self-interacting dark matter. *Astrophys. J.*, 572:66, 2002.
- [77] Katherine Freese, Joshua A. Frieman, and Andrew Gould. Signal Modulation in Cold Dark Matter Detection. *Phys. Rev.*, D37:3388–3405, 1988.
- [78] Hye-Sung Lee, Konstantin T. Matchev, and Salah Nasri. Revival of the thermal sneutrino dark matter. *Phys. Rev.*, D76:041302, 2007.
- [79] Gianfranco Bertone. Dark Matter: The Connection with Gamma-Ray Astrophysics. *Astrophys. Space Sci.*, 309:505–515, 2007.
- [80] John F. Beacom, Nicole F. Bell, and Gregory D. Mack. General Upper Bound on the Dark Matter Total Annihilation Cross Section. *Phys. Rev. Lett.*, 99:231301, 2007.
- [81] S. W. Barwick et al. Measurements of the cosmic ray positron fraction from 1-GeV to 50-GeV. *Astrophys. J.*, 482:L191–L194, 1997.
- [82] Stephane Coutu et al. Cosmic ray positrons: Are there primary sources? *Astropart. Phys.*, 11:429–435, 1999.
- [83] A. Jacholkowska. Charged cosmic rays and photons in AMS. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 165:324–329, 2007. [,324(2007)].
- [84] Edward A. Baltz and Joakim Edsjo. Positron propagation and fluxes from neutralino annihilation in the halo. *Phys. Rev.*, D59:023511, 1998.

- [85] Dan Hooper and Joseph Silk. Searching for dark matter with future cosmic positron experiments. *Phys. Rev.*, D71:083503, 2005.
- [86] Georg G. Raffelt. Axions: Motivation, limits and searches. *J. Phys.*, A40:6607–6620, 2007.
- [87] Stephen J. Asztalos et al. An Improved RF cavity search for halo axions. *Phys. Rev.*, D69:011101, 2004.
- [88] Klaus Ehret, Maik Frede, Ernst-Axel Knabbe, Dietmar Kracht, Axel Lindner, Niels T. Meyer, Dieter Notz, Andreas Ringwald, and Gunter Wiedemann. Production and detection of axion-like particles in a HERA dipole magnet: Letter-of-intent for the ALPS experiment. 2007.
- [89] H. Baer and Xerxes Tata. Dark matter and the LHC. In Amitava Datta, Biswarup Mukhopadhyaya, Amitava Raychaudhuri, Alok K. Gupta, C. L. Khetrapal, T. Padmanabhan, and M. Vijayan, editors, *Physics at the Large Hadron Collider*, pages 179–203. 2009.
- [90] Manuel Drees. An Introduction to supersymmetry. In *Current topics in physics. Proceedings, Inauguration Conference of the Asia-Pacific Center for Theoretical Physics (APCTP), Seoul, Korea, June 4-10, 1996. Vol. 1, 2*, 1996.
- [91] Geraldine Servant and Timothy M. P. Tait. Is the lightest Kaluza-Klein particle a viable dark matter candidate? *Nucl. Phys.*, B650:391–419, 2003.
- [92] Vanda Silveira and A. Zee. SCALAR PHANTOMS. *Phys. Lett.*, B161:136–140, 1985.
- [93] Michel H. G. Tytgat. A light scalar WIMP through the Higgs portal? *PoS*, IDM2010:126, 2011.
- [94] John McDonald. Thermally generated gauge singlet scalars as selfinteracting dark matter. *Phys. Rev. Lett.*, 88:091304, 2002.
- [95] Jalal Abdallah et al. Simplified Models for Dark Matter Searches at the LHC. *Phys. Dark Univ.*, 9-10:8–23, 2015.
- [96] Fady Bishara, Joachim Brod, Patipan Uttayarat, and Jure Zupan. Nonstandard Yukawa Couplings and Higgs Portal Dark Matter. *JHEP*, 01:010, 2016.
- [97] Nilendra G. Deshpande and Ernest Ma. Pattern of Symmetry Breaking with Two Higgs Doublets. *Phys. Rev.*, D18:2574, 1978.
- [98] Ernest Ma. Verifiable radiative seesaw mechanism of neutrino mass and dark matter. *Phys. Rev.*, D73:077301, 2006.
- [99] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. CP Conservation in the Presence of Instantons. *Phys. Rev. Lett.*, 38:1440–1443, 1977.

- [100] David N. Schramm and Gary Steigman. Relic Neutrinos and the Density of the Universe. *Astrophys. J.*, 243:1, 1981.
- [101] Antony Lewis and Sarah Bridle. Cosmological parameters from CMB and other data: A Monte Carlo approach. *Phys. Rev.*, D66:103511, 2002.
- [102] M. I. Vysotsky, A. D. Dolgov, and Ya. B. Zeldovich. Cosmological Restriction on Neutral Lepton Masses. *JETP Lett.*, 26:188–190, 1977. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.26,200(1977)].
- [103] Keith A. Olive and Michael S. Turner. Cosmological Bounds on the Masses of Stable, Right-handed Neutrinos. *Phys. Rev.*, D25:213, 1982.
- [104] Steen H. Hansen, Julien Lesgourgues, Sergio Pastor, and Joseph Silk. Constraining the window on sterile neutrinos as warm dark matter. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 333:544–546, 2002.
- [105] Kalliopi Petraki and Raymond R. Volkas. Review of asymmetric dark matter. *Int. J. Mod. Phys.*, A28:1330028, 2013.
- [106] C. Alcock et al. The MACHO project: Microlensing results from 5.7 years of LMC observations. *Astrophys. J.*, 542:281–307, 2000.
- [107] R. Bernabei et al. First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI. *Eur. Phys. J.*, C56:333–355, 2008.
- [108] Dipankar Das and Ujjal Kumar Dey. Analysis of an extended scalar sector with S_3 symmetry. *Phys. Rev.*, D89(9):095025, 2014. [Erratum: Phys. Rev.D91,no.3,039905(2015)].
- [109] D. Emmanuel-Costa, O. M. Ogreid, P. Osland, and M. N. Rebelo. Spontaneous symmetry breaking in the S_3 -symmetric scalar sector. *JHEP*, 02:154, 2016.
- [110] E. Barradas-Guevara, O. Félix-Beltrán, and E. Rodríguez-Jáuregui. Trilinear self-couplings in an $S(3)$ flavored Higgs model. *Phys. Rev.*, D90(9):095001, 2014.
- [111] Ernest Ma and Alexander Natale. Scotogenic Z_2 or $U(1)_D$ Model of Neutrino Mass with $\Delta(27)$ Symmetry. *Phys. Lett.*, B734:403–405, 2014.
- [112] Maria Krawczyk, Dorota Sokolowska, and Bogumiła Świeżewska. 2HDM with Z_2 symmetry in light of new LHC data. *J. Phys. Conf. Ser.*, 447:012050, 2013.
- [113] Ernest Ma. Dark Scalar Doublets and Neutrino Tribimaximal Mixing from $A(4)$ Symmetry. *Phys. Lett.*, B671:366–368, 2009.
- [114] P. M. Ferreira, R. Santos, and A. Barroso. Stability of the tree-level vacuum in two Higgs doublet models against charge or CP spontaneous violation. *Phys. Lett.*, B603:219–229, 2004. [Erratum: Phys. Lett.B629,114(2005)].

- [115] Florian Staub. SARAH 4 : A tool for (not only SUSY) model builders. *Comput. Phys. Commun.*, 185:1773–1790, 2014.
- [116] F. Staub. SARAH. 2008.
- [117] G. Belanger, F. Boudjema, A. Pukhov, and A. Semenov. micrOMEGAs: A Tool for dark matter studies. *Nuovo Cim.*, C033N2:111–116, 2010.
- [118] G. Belanger, F. Boudjema, and A. Pukhov. micrOMEGAs : a code for the calculation of Dark Matter properties in generic models of particle interaction. In *The Dark Secrets of the Terascale*, pages 739–790, 2013.