



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

ESTUDIO DEL MOMENTO ANAPOLAR DEPENDIENTE DEL ESPÍN
DEL NEUTRALINO

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRA EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:
MARIANA TENORIO PITA

TUTOR PRINCIPAL
MYRIAM MONDRAGÓN CEBALLOS
INSTITUTO DE FÍSICA

COMITÉ TUTOR
DR. ERIC VÁZQUEZ JÁUREGUI
INSTITUTO DE FÍSICA
DR. VLADIMIR ANTON ÁVILA REESE
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

CIUDAD DE MÉXICO, ENERO DE 2019



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.

JURADO ASIGNADO:

Dra. Myriam Mondragón Ceballos

Dr. Ricardo Gaitán Lozano

Dr. Genaro Toledo Sánchez

Dr. Alexis Armando Aguilar Arévalo

Dr. Omar Gustavo Miranda Romagnoli

La tesis se realizó en el Instituto de Física, UNAM.

TUTOR DE TESIS:

Myriam Mondragón Ceballos

Agradecimientos

A mis padres, Ana María Pita Servín y Gerardo de Jesus Tenorio Sil, por todo el apoyo y amor que me han brindado a lo largo de los años. Los valores que me enseñaron me han guiado hasta donde me encuentro ahora. Gracias por siempre estar a mi lado y por su confianza. A mi hermano, Guillermo, que siempre ha estado para mi cuando lo necesito.

A mi tutora, Myriam Mondragón Ceballos, por su guía, apoyo y su dedicación. A Eric Vázquez Jáuregui y Vladimir Anton Ávila Reese, por formar parte de mi comité tutorial.

A todos los sinodales por haber aceptado formar parte de mi comité de jurado, Ricardo Gaitán Lozano, Genaro Toledo Sánchez, Alexis Armando Aguilar Arévalo, Omar Gustavo Miranda Romagnoli y Myriam Mondragón Ceballos, por su tiempo para leer mi trabajo y por sus valiosas correcciones.

A Marco Antonio Carrillo Bernal, por todo su apoyo y cariño. Esta experiencia no habría sido lo mismo sin tu compañía.

Finalmente al Instituto de Física y al Posgrado en Ciencias Físicas de la UNAM, y a las secretarías del posgrado por todo su apoyo en cada trámite realizado. Agradezco el apoyo económico de DGAPA-UNAM (PAPIIT IN111115) y CONACyT para la realización de esta tesis.

Resumen

Se estudiaron las posibilidades de detección del neutralino en un experimento de detección directa mediante la interacción del momento anapolar dependiente del espín dentro del marco del Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico constreñido (cMSSM). El neutralino es la partícula supersimétrica más ligera en muchos modelos supersimétricos, y es por lo tanto un candidato a materia oscura, por lo que es importante la caracterización de sus propiedades electromagnéticas. En los fermiones de Majorana, como el neutralino, el momento anapolar es el único factor de forma electromagnético. Usando los valores del momento anapolar, previamente obtenidos, se calculó la sección eficaz dependiente del espín para comparar los resultados con los obtenidos y publicados por el experimento PICO-60. Combinando los resultados con las constricciones experimentales de la masa del Higgs y la densidad reliquia de materia oscura, se encontró una región permitida para detectar al neutralino, como candidato a materia oscura, por debajo del límite actual de PICO.

Índice general

1. Introducción	1
2. Supersimetría	3
2.1. MSSM	3
2.1.1. Partículas	5
2.1.2. Lagrangiano	7
2.1.2.1. Lagrangiano quirral	9
2.1.2.2. Lagrangiano de norma	10
2.1.2.3. Lagrangiano del MSSM	11
2.1.3. Paridad R	12
2.1.4. Rompimiento de SUSY	13
2.1.4.1. Rompimiento espontáneo	15
2.1.5. CMSSM	16
2.1.6. Espectro de masas	17
2.1.6.1. Higgs	18
2.1.6.2. Sleptones y Squarks	19
2.1.6.3. Gluinos	19
2.1.6.4. Neutralinos y Charginos	19
3. Materia Oscura	23
3.1. Pruebas de la existencia de la materia oscura	23
3.2. Propiedades de la materia oscura	25
3.3. Tipos de materia oscura	26
3.4. Candidatos a materia oscura	27
3.4.1. El neutralino como candidato a materia oscura	28
3.5. Espacio de parámetros	29
4. Momento Anapolar	31
4.1. Antecedentes	31
4.2. Propiedades del momento anapolar	31
4.3. Propiedades electromagnéticas de la partícula de Majorana	33
4.4. Cálculo del momento anapolar	34

5. Detección directa	39
5.1. Búsqueda de materia oscura	39
5.1.1. Detección Directa	39
5.1.2. Detección Indirecta	41
5.2. Interacción de la sección eficaz mediante el momento anapolar	42
5.3. El experimento PICO	43
6. Perspectivas experimentales para los límites de la interacción anapolar dependiente del espín	47
7. Conclusiones	55
Bibliografía	57

Capítulo 1

Introducción

Desde que se propuso la materia oscura en 1930, se ha documentado una gran cantidad de evidencia de su existencia, sin embargo su naturaleza aún continua siendo uno de los retos a resolver dentro de la física.

Muchos candidatos a materia oscura se han propuesto para tratar de resolver este problema. Los experimentos de detección de materia oscura trabajan constantemente buscando una señal ya sea directa o indirecta. No obstante, todavía queda la dificultad de saber distinguir a ún candidato de otro cuando se encuentre una señal positiva de materia oscura.

Recientemente se ha explorado la posibilidad de estudiar con mas detalle las propiedades electromagnéticas de la materia oscura, las cuales resultan relevantes en cálculos de aniquilaciones y procesos de decaimientos. Pese a todo, este interés se ha centrado más en los momentos dipolares eléctrico y magnético.

El momento anapolar, propuesto en 1957, es el único factor de forma que poseen las partículas de Majorana. Fue medido por primera vez en átomos de Cesio. El momento anapolar describe una interacción invariante de T que no conserva de forma individual C y P.

Un candidato a materia oscura, que resulta ser una partícula de Majorana, es el neutralino. En los modelos supersimétricos donde la paridad R es conservada de forma exacta, la partícula supersimétrica más ligera, al ser eléctricamente neutra, se considera un candidato para ser materia oscura. Al ser compatible con las mediciones resultantes de los experimentos de detección directa, el candidato más favorecido para ser la partícula supersimétrica más ligera es el neutralino.

El propósito de esta tesis de maestría es conocer las posibilidades de detección del neutralino mediante una interacción dependiente del espín usando el momento anapolar. Esto se hizo utilizando los valores del momento anapolar del neutralino previamente

1. INTRODUCCIÓN

calculados por [Cabral-Rosetti et al., 2016] a nivel de un lazo en el marco del cMSSM, y realizando un barrido en el espacio de parámetros del modelo para comparar los resultados con los límites publicados por la colaboración PICO [Amole et al., 2017]. Esta comparación se realizó a través del cálculo de la sección eficaz tomando en cuenta la dependencia del espín.

Las constricciones experimentales tomadas en cuenta en el análisis son la densidad reliquia de materia oscura y la masa del bosón del Higgs. Se encontró que existe una región por debajo de los límites de PICO en donde todavía sería posible encontrar una señal de materia oscura que podría corresponder al neutralino dentro del cMSSM.

Esta tesis esta estructurada de la siguiente forma: en el capítulo II se introduce el modelo supersimétrico utilizado; en el capítulo III se explica el problema de la materia oscura, sus propiedades y se presenta al neutralino como candidato; en el capítulo IV se describe el momento anapolar y sus propiedades; en el capítulo V se exponen las características de los experimentos de detección directa y de la sección eficaz usada en el proyecto; en el capítulo VI se presenta la metodología y los resultados obtenidos; finalmente, se presentan las conclusiones.

Capítulo 2

Supersimetría

El Modelo Estándar está basado en el grupo de norma $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, es una teoría de norma quiral y una descripción acertada de las partículas que componen a la materia y sus interacciones. Su poder predictivo radica en la regularización de correcciones cuánticas divergentes y en la renormalización.

Las interacciones están relacionadas con simetrías locales y descritas por grupos Abelianos y no Abelianos. Así mismo, las masas de todas las partículas son generadas vía dos mecanismos, confinamiento (QCD) y rompimiento espontaneo de simetría (Mecanismo de Higgs).

Sin embargo, dada la naturaleza de la materia oscura, ha sido necesario buscar una extensión al Modelo Estándar. Por otra parte el descubrimiento de la masa de los neutrinos y la necesidad de una teoría fundamental que incluya las predicciones del Modelo Estándar y que a su vez resuelva los problemas que surgen de este, ha sido otra motivación para buscar estas extensiones. Por lo tanto, es un problema abierto el buscar una teoría viable que cumpla con todas estas condiciones.

2.1. MSSM

La supersimetría (SUSY por sus siglas en inglés) es considerada por muchos una de las extensiones al Modelo Estándar más atractivas. Está especialmente motivada por su esfuerzo de unificar la gravedad con las otras interacciones. En la mayoría de los modelos supersimétricos el candidato a materia oscura es el neutralino más ligero.

El Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico (MSSM por sus siglas en inglés) es la extensión supersimétrica mínima al Modelo Estándar, el MSSM involucra 124 parámetros independientes [[Aitchison, 2005](#), [Martin, 1997](#)].

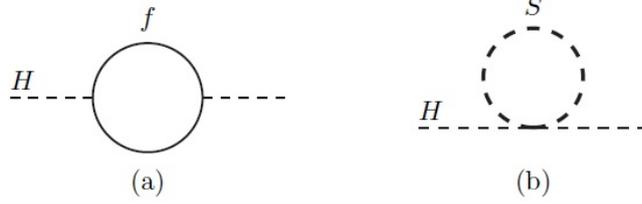


Figura 2.1: Correcciones a un lazo a la masa del Higgs al cuadrado debidas a (a) un fermión de Dirac y a (b) un escalar.

Suponiendo que el Modelo Estándar es correcto como una teoría de campo efectiva, dada la relación,

$$\langle H \rangle = \sqrt{\frac{-m_H^2}{2\lambda}}, \quad (2.1.1)$$

la cual expresa la masa de la partícula en función de la constante de proporcionalidad λ y el valor esperado en el vacío $\langle H \rangle$, el descubrimiento en el año 2012 del bosón de Higgs con una masa de ~ 125 GeV implica que $\lambda = 0.120$ y $m_H^2 = -(92.9 \text{ GeV})^2$.

Sin embargo m_H^2 tiene correcciones cuánticas muy grandes provenientes de los efectos virtuales de cada partícula que se acopla al campo de Higgs. Esta corrección a m_H^2 se puede observar, por ejemplo, en el lazo que contiene un fermión de Dirac m_f . El campo de Higgs se acopla a él fermión de Dirac con un término lagrangiano de la forma $-\lambda_f H \bar{f} f$, de modo que el diagrama de Feynman que se observa en la Figura 2.1(a) nos lleva a que,

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} \Lambda_{UV}^2 + \dots, \quad (2.1.2)$$

en donde Λ_{UV} es el límite ultravioleta. El problema es que Λ_{UV} es del orden de la escala de Planck $M_p = (8\pi G_{Newton})^{-1/2} = 2.4 \times 10^{18} \text{ GeV}$ de modo que m_H^2 resulta aproximadamente 30 ordenes de magnitud mayor que el valor esperado de m_H^2 . Dado que los quarks, los leptones y los bosones de norma del Modelo Estándar obtienen sus masas de $\langle H \rangle$, todo el espectro de masa del Modelo Estándar es sensible, ya sea directa o indirectamente de Λ_{UV} . A la cuestión de por qué el bosón de Higgs es mucho más ligero que la masa de Planck se le conoce como un problema de jerarquía.

Por otra parte suponemos que el campo de Higgs se acopla a una partícula escalar compleja con masa m_S , con un término lagrangiano $-\lambda_S |H|^2 |S|^2$, de modo que el diagrama de Feynman que se observa en la Figura 2.1(b), lleva a,

$$\Delta m_H^2 = \frac{\lambda_S}{16\pi^2} [\Lambda_{UV}^2 - 2m_S^2 \ln(\Lambda_{UV}/m_S) + \dots]. \quad (2.1.3)$$

La comparación de las ecuaciones (2.1.2) y (2.1.3) en donde el Higgs se acopla respectivamente a un fermión y a un campo escalar complejo, sugiere que una simetría

que relacione a los bosones y a los fermiones cancelaría la contribución de Λ_{UV} a Δm_H^2 , esto debido a los signos relativos entre un lazo fermiónico y un lazo bosónico. Es por esto que SUSY resuelve el problema de la jerarquía de forma limpia, dado que precisamente relaciona fermiones y bosones permitiendo esta cancelación.

2.1.1. Partículas

La teoría supersimétrica es una simetría que relaciona bosones y fermiones, y el generador que se encarga de transformar de un estado fermiónico a un estado bosónico y viceversa, debe actuar a través de operadores cuánticos \hat{Q} ,

$$\hat{Q}|f\rangle = |b\rangle,$$

$$\hat{Q}|b\rangle = |f\rangle,$$

en donde f representa al fermión y b al bosón. \hat{Q} depende del modelo supersimétrico y dado que los espinores son intrínsecamente complejos, \hat{Q}^\dagger , el conjugado hermitiano de \hat{Q} es también un generador de simetría.

El teorema Haag-Lopuszanski-Sohnuis [Haag et al., 1975], una extensión del teorema generalizado de Coleman–Mandula [Coleman and Mandula, 1967], nos dice que para un campo de 4 dimensiones de una teoría cuántica de campos las simetrías posibles no consisten solo de simetrías internas, sino que también incluyen supersimetría como una extensión no trivial del álgebra de Poincaré. En teorías donde se tienen fermiones quirales, es decir, que los fermiones derechos se transforman de forma diferente a los fermiones izquierdos bajo transformaciones de norma, el teorema de Haag-Lopuszanski-Sohnuis establece que \hat{Q} y \hat{Q}^\dagger deben de satisfacer,

$$\begin{aligned} \{\hat{Q}, \hat{Q}^\dagger\} &= P^\mu, \\ \{\hat{Q}, \hat{Q}\} &= \{\hat{Q}^\dagger, \hat{Q}^\dagger\} = 0, \\ [P^\mu, \hat{Q}] &= [P^\mu, \hat{Q}^\dagger] = 0, \end{aligned}$$

en donde P^μ es el cuádrimomento generador de las traslaciones espacio-temporales.

Un supermultiplete es un conjunto de campos que se transforman mediante uno o más operadores supersimétricos. Cada supermultiplete contiene por lo menos un fermión y un bosón cuyos espines difieren por $1/2$. Dado que \hat{Q} y \hat{Q}^\dagger conmutan con los generadores de las transformaciones de norma, las partículas en un mismo supermultiplete deben de estar en la misma representación que el grupo de norma. Así mismo, cada supermultiplete tiene el mismo número de grados de libertad,

$$n_F = n_B, \tag{2.1.4}$$

en donde n_F y n_B se refieren a los diferentes estados de helicidad.

2. SUPERSIMETRÍA

Se le conoce como supermultiplete quirial o escalar a la combinación de un fermión de Weyl con un campo complejo escalar. Dado que se tiene que cumplir la ecuación (2.1.4), si un fermión de Weyl contiene un estado de helicidad de $n_F = 2$, los dos escalares reales tienen cada uno $n_B = 1$, estos dos escalares reales se asignan a un solo campo escalar complejo.

Por otra parte se le conoce como supermultiplete de norma o vectorial, a la combinación de bosones de norma de espín 1 con $n_B = 2$ con un fermión de Weyl sin masa de espín 1/2 con $n_F = 2$, a los que se les conoce como gauginos.

A cada partícula del Modelo Estándar le corresponde un compañero supersimétrico, el cual al diferir en el espín por un valor de 1/2 da como consecuencia que a cada fermión le corresponde un compañero bosónico, el cual se identifica por el prefijo ‘s’ frente al nombre de la partícula (por ejemplo, para el electrón su compañero es el selectrón) y a cada bosón le corresponde un compañero fermiónico, identificado por la terminación ‘-ino’ (por ejemplo el fotón cuyo compañero es el fotino). Adicionalmente, a los compañeros supersimétricos se les denota ya sea con una tilde \sim . Por ejemplo, \tilde{e}_L identifica al selectrón izquierdo, en donde el subíndice refiere a la quiralidad del compañero de la superpartícula en el Modelo Estándar.

Los compañeros supersimétricos poseen las mismas características de carga eléctrica, isoespín débil y color que sus correspondientes en el Modelo Estándar. Las interacciones en SUSY son aquellas permitidas por el grupo de norma $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Así mismo, las masas de las partículas del Modelo Estándar y sus supercompañeros debería ser la misma, y el hecho de que estos supercompañeros no hayan sido encontrados aún es una indicación de que SUSY, de existir, es una simetría rota.

De forma similar a los quarks, a los compañeros supersimétrico del campo de norma se les conoce como gauginos, del que hay diversos tipos como el gluino (el supercompañero del gluon), el wino y el zino (supercompañeros de los bosones W y Z) y el bino (correspondiente a la hipercarga débil). También se requiere un sector de Higgs extendido. En el modelo supersimétrico tenemos dos dobletes de Higgs separados a los cuales se les conoce como higgsinos, estos se pueden mezclar con los winos y bino para formar combinaciones lineales de charginos o neutralinos.

A estos dos dobletes de Higgs se les llama \tilde{H}_d y \tilde{H}_u , en donde \tilde{H}_d es responsable de dar masa a los quarks tipo down y sus dos componentes,

$$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-),$$

tienen cargas 0 y -1 . \tilde{H}_u por otra parte es responsable de dar masa a los quarks tipo up y sus componentes,

$$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0),$$

tienen cargas +1 y 0.

2.1.2. Lagrangiano

Para comenzar a describir la densidad lagrangiana del MSSM es necesario primero describir el contenido fermiónico mínimo de una teoría de campo en 4 dimensiones, así como describir la densidad lagrangiana de los supermultipletes quirales y de los supermultipletes de norma. En el modelo de Wess-Zumino, propuesto en 1974 por Julius Wess y Bruno Zumino, se describe la dinámica de un solo supermultiplete quiral, cuyo superpotencial llega a una teoría renormalizable. La acción está dada por,

$$S = \int d^4x (\mathcal{L}_{escalar} + \mathcal{L}_{fermionico}), \quad (2.1.5)$$

en donde, dado el modelo de Wess-Zumino $\mathcal{L}_{escalar}$ y $\mathcal{L}_{fermionico}$ corresponden al caso no masivo y no interactuante y son de la forma,

$$\mathcal{L}_{escalar} = -\partial^\mu \phi^* \partial_\mu \phi, \quad \mathcal{L}_{fermionico} = -i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi.$$

Las transformaciones supersimétricas deben de transformar un campo escalar a un campo fermiónico, y viceversa. Las transformaciones actúan de la forma,

$$\begin{aligned} \delta\phi &= \epsilon\psi, & \delta\phi^* &= \epsilon^\dagger\psi^\dagger, \\ \delta(\psi)_\alpha &= -i(\sigma^\mu\epsilon^\dagger)_\alpha\partial_\mu\phi + \epsilon_\alpha F, & \delta(\psi^\dagger)_{\dot{\alpha}} &= i(\epsilon\sigma^\mu)_{\dot{\alpha}}\partial_\mu\phi^* + \epsilon_{\dot{\alpha}}^\dagger F^*, \\ \delta F &= -i\epsilon^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi, & \delta F^* &= i\partial_\mu\psi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\epsilon, \end{aligned} \quad (2.1.6)$$

en donde ψ tiene dimensiones de $[masa]^{3/2}$, ϕ tiene dimensiones de $[masa]$, y por lo tanto ϵ tiene dimensiones de $[masa]^{-1/2}$. También se introduce un nuevo campo escalar complejo F que no contiene términos cinéticos y al cual se le conoce como campo auxiliar. A diferencia de un campo escalar ordinario, F tiene dimensiones de $[masa]^2$. La densidad lagrangiana de F es,

$$\mathcal{L}_{aux} = F^*F. \quad (2.1.7)$$

La importancia de F radica en el número de grados de libertad que varia dependiendo de si se trabaja “on-shell”, es decir que se cumplen las ecuaciones de movimiento y las partículas son reales, o si se trabaja “off-shell” en donde no se obedecen las ecuaciones de movimiento y las partículas son virtuales. On-shell el campo ϕ tiene 2 grados de libertad ($n_N = 2$), que coinciden con los grados de libertad de ψ ($n_F = 2$).

Sin embargo, off-shell, el fermión de Weyl ψ es un objeto complejo que tiene 4 grados de libertad ($n_F = 4$), de modo que para hacer que los grados de libertad de los bosones y de los fermiones coincidan se introducen 2 grados de libertad más en el campo F, de modo que los grados de libertad vuelvan a coincidir off-shell, tal como se observa en la Tabla 2.2.

2. SUPERSIMETRÍA

Espin 0	Espin 1/2	$SU(3) \times SU(2) \times U(1)$
Squarks $(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	Quarks (u_L, d_L)	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
\tilde{u}_R^*	u_R^\dagger	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
\tilde{d}_R^*	d_R^\dagger	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})$
Sleptones $(\tilde{\nu}, \tilde{e}_L)$	Leptones (ν, e_L)	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
\tilde{e}_R^*	e_R^\dagger	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
Higgs (H_u^+, H_u^0)	Higgsino $(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, +\frac{1}{2})$
(H_d^0, H_d^-)	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$

(a) Supermultipletes quirales

Espin 1/2	Espin 1	$SU(3) \times SU(2) \times U(1)$
Gluino \tilde{g}	Gluon g	$(\bar{\mathbf{8}}, \mathbf{1}, 0)$
Winos $\tilde{W}^\pm \quad \tilde{W}^0$	Bosones W $W^\pm \quad W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
Bino \tilde{B}^0	Boson B B^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

(b) Supermultipletes de norma

Tabla 2.1: Partículas del MSSM con sus propiedades de transformación en el grupo $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Los supermultipletes quirales están definidos en términos de los espinores de Weyl izquierdos.

	ϕ	ψ	F
on-shell ($n_B = n_F = 2$)	2	2	0
off-shell ($n_B = n_F = 4$)	2	4	2

Tabla 2.2: Grados de libertad en el modelo de Wess-Zumino para cada supermultiplete quirral, on-shell y off-shell para un campo ϕ escalar, un campo ψ fermiónico y el campo auxiliar F.

2.1.2.1. Lagrangiano quirral

La densidad lagrangiana de los supermultipletes quirrales se puede escribir como,

$$\mathcal{L}_{quiral} = \mathcal{L}_{libre} + \mathcal{L}_{int}, \quad (2.1.8)$$

donde la parte libre del lagrangiano es,

$$\mathcal{L}_{libre} = -\partial^\mu \phi^{*i} \partial_\mu \phi_i - i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i + F^{*i} F_i, \quad (2.1.9)$$

en donde ϕ_i se refiere al complejo escalar y ψ_i al fermión de Weyl de quirralidad izquierda; el índice i corre sobre todos los supermultipletes quirrales del MSSM.

Por otra parte el lagrangiano de interacción \mathcal{L}_{int} es de la forma

$$\mathcal{L}_{int} = \left(-\frac{1}{2} W^{ij} \psi_i \psi_j + W^i F_i \right) + c.c.. \quad (2.1.10)$$

Para obtener las relaciones entre W^i , W^{ij} y F_i es necesario introducir el superpotencial W , el cual está definido como,

$$W = \frac{1}{2} M^{ij} \phi_i \phi_j + \frac{1}{6} y^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k, \quad (2.1.11)$$

en donde y^{ijk} es el acoplamiento de Yukawa y M^{ij} es una matriz simétrica de masa para los campos fermiónicos. De modo que las relaciones entre W^i , W^{ij} y F_i son,

$$\begin{aligned} F_i &= -W_i^*, & F^{*i} &= -W^i. \\ W^i &= \frac{\partial}{\partial \phi_i} W = M^{ij} \phi_j + \frac{1}{2} y^{ijk} \phi_j \phi_k, \\ W^{ij} &= \frac{\partial^2}{\partial \phi_i \partial \phi_j} W = M^{ij} + \phi_k. \end{aligned}$$

Finalmente, podemos escribir \mathcal{L}_{quiral} reemplazando (2.1.9) y (2.1.10) en (2.1.8) y usando las relaciones anteriores para escribir,

2. SUPERSIMETRÍA

$$\mathcal{L}_{quiral} = -\partial^\mu \phi^{*i} \partial_\mu \phi_i - i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi - \frac{1}{2}(W^{ij} \psi_i \psi_j + W_{ij}^* \psi^\dagger i \psi^\dagger j) - W^i W_i^*. \quad (2.1.12)$$

2.1.2.2. Lagrangiano de norma

Cada supermultiplete de norma está compuesto por un bosón de norma (A_α^a) y un fermión de Weyl de dos componentes (λ^a) al que se le conoce como gaugino. El índice a corre sobre la representación del grupo de norma, es decir, $a = 1, \dots, 8$ para $SU(3)_C$, $a = 1, 2, 3$ para $SU(2)_L$ y $a = 1$ para $U(1)_Y$.

La densidad lagrangiana para el supermultiplete de norma es de la forma

$$\mathcal{L}_{norma} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} + i\lambda^\dagger \bar{\sigma}^\mu \nabla_\mu \lambda^a + \frac{1}{2} D^a D^a, \quad (2.1.13)$$

en donde $F_{\mu\nu}^a$ es la intensidad de campo de Yang-Mills, y $\nabla_\mu \lambda^a$ la derivada covariante del campo del gaugino, y son de la forma

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (2.1.14)$$

$$\nabla_\mu \lambda^a = \partial_\mu \lambda^a + g f^{abc} A_\mu^b \lambda^c, \quad (2.1.15)$$

y en donde las transformaciones de norma son

$$\begin{aligned} A_\mu^a &\rightarrow A_\mu^a + \partial_\mu \Lambda^a + g f^{abc} A_\mu^b \Lambda^c, \\ \lambda^a &= \lambda^a + g f^{abc} \lambda^b \Lambda^c, \end{aligned}$$

donde Λ^a es un parámetro de transformación infinitesimal, $A^\mu = (V, \vec{A})$ con V y \vec{A} el potencial eléctrico y el vector potencial respectivamente, g es el acoplamiento de norma y f^{abc} son las constantes de estructura que definen al grupo de norma. En el caso de un grupo Abelian, $f^{abc} = 0$, el correspondiente gaugino es un singlete de norma.

Así mismo, tal como en el caso del Lagrangiano quiral, es necesario definir un campo auxiliar bosónico D^a . On-shell, los grados de libertad para A_μ^a y λ^a son dos para cada uno, sin embargo para el caso Off-shell, λ^a tiene cuatro grados de libertad mientras que A_μ^a solo tiene tres, de modo que D^a debe de tener solo 1 grado de libertad, tal como se muestra en la Tabla 2.3.

El campo auxiliar D^a , al igual que el campo auxiliar F , no tiene término cinético y tiene dimensiones de $[masa]^2$. Asimismo, D^a satisface la relación $(D^a)^* = D^a$. Finalmente, las transformaciones supersimétricas que aseguran que \mathcal{L}_{norma} es invariante, son:

	A_μ	λ	D
on-shell ($n_B = n_F = 2$)	2	2	0
off-shell ($n_B = n_F = 4$)	3	4	1

Tabla 2.3: Grados de libertad en el modelo de Wess-Zumino para cada supermultiplete de norma, on-shell y off-shell para un bosón de norma A_μ , un fermión de Weyl de dos componentes λ y el campo auxiliar bosónico D.

$$\begin{aligned}
 \delta A_\mu^a &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon^\dagger \bar{\sigma}_\mu \lambda^a + \lambda^{\dagger a} \bar{\sigma}_\mu \epsilon), \\
 \partial \lambda_\alpha^a &= \frac{i}{2\sqrt{2}}(\sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu \epsilon)_\alpha F_{\mu\nu}^a + \frac{1}{\sqrt{2}}\epsilon_\alpha D^a, \\
 \partial D^a &= \frac{i}{\sqrt{2}}(-\epsilon^\dagger \bar{\sigma}^\mu \nabla_\mu \lambda^{\dagger a} \bar{\sigma}^\mu \epsilon).
 \end{aligned} \tag{2.1.16}$$

2.1.2.3. Lagrangiano del MSSM

Ya definidos \mathcal{L}_{quiral} y \mathcal{L}_{norma} , se puede comenzar a construir la densidad Lagrangiana del MSSM. Para esto, es necesario considerar un término extra en la variación del campo auxiliar δF_i ,

$$\delta F_i = -i\epsilon^\dagger \bar{\sigma}^\mu \nabla_\mu \psi_i + \sqrt{2}g(T^a \phi)_i \epsilon^\dagger \lambda^{\dagger a}. \tag{2.1.17}$$

De tal modo que la densidad Lagrangiana es,

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}'_{quiral} + \mathcal{L}_{norma} - \sqrt{2}g(\phi^* T^a \psi)\lambda^a - \sqrt{2}g\lambda^{\dagger a}(\psi^\dagger T^a \phi) + g(\phi^* T^a \phi)D^a, \tag{2.1.18}$$

en donde \mathcal{L}'_{quiral} es la ecuación (2.1.12) pero remplazando las derivadas ordinarias por derivadas covariantes. Los términos adicionales en (2.1.18) son las interacciones cuyas fuerzas están fijadas para ser los acoplamientos de norma, requeridos por supersimetría.

Recordando que el superpotencial estaba dado en términos de los campos auxiliares F_i y F^* , es necesario agregar el campo auxiliar D^a y usando la relación $D^a = -g(\phi^* T^a \phi)$, donde T^a esta relacionado con los generadores de grupo de norma y satisface $[T^a, T^b] = if^{abc}T^c$, de modo que el superpotencial se puede reescribir como,

$$W = F^{*i} F_i + \frac{1}{2} \sum_a D^a D^a = W_i^* W^i + \frac{1}{2} \sum_a g_a^2 (\phi^* T^a \phi)^2. \tag{2.1.19}$$

El superpotencial para el MSSM es:

$$W_{MSSM} = \bar{u} \mathbf{y}_u q H_u - \bar{d} \mathbf{y}_d q H_d - \bar{e} \mathbf{y}_e l H_d + \mu H_u H_d, \tag{2.1.20}$$

2. SUPERSIMETRÍA

en donde $H_u, H_d, q, l, \bar{u}, \bar{d}, \bar{e}$ son los supercampos quirales correspondientes a los supermultipletes quirales en la Tabla 2.1a. Por otra parte $\mathbf{y}_u, \mathbf{y}_d$ y \mathbf{y}_e son los acoplamientos de Yukawa que se representan por matrices de 3×3 .

2.1.3. Paridad R

Desde el punto de vista de la materia oscura, muchos modelos supersimétricos involucran una nueva simetría discreta llamada paridad R, la cual se define como,

$$R = (-1)^{3B+L+2S}, \quad (2.1.21)$$

en donde B es el número bariónico, L es el número leptónico y S el espín. Existe también la “paridad de materia” (M), la cual está definida como:

$$M = (-1)^{3B+L}. \quad (2.1.22)$$

Los supermultipletes de los quarks y los leptones tienen $M = -1$, mientras que los multipletes del Higgs y los Higgsinos H_u y H_d tienen $M = +1$. Los bosones y los gauginos tienen paridad de materia $M = +1$. La paridad de materia es una simetría discreta que conmuta con supersimetría debido a que todos los miembros de un mismo supermultiplete tienen la misma paridad de materia, tal como se observa en la Tabla 2.4.

Comparando las ecuaciones (2.1.21) y (2.1.22), se observa que es posible definir la paridad de materia en términos de la paridad R, así mismo, ambas son equivalentes cuando el espín de una partícula es cero.

Supermultipletes	L	S	B	M	R
Leptones l	1	$\frac{1}{2}$	0	-1	1
Sleptones \tilde{l}	1	0	0	-1	-1
Quarks q	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	-1	1
Squarks \tilde{q}	0	0	$\frac{1}{3}$	-1	-1
Gluones g	0	1	0	1	1
Gluinos \tilde{g}	0	$\frac{1}{2}$	0	1	-1
Higgs H	0	0	0	1	1
Higgsinos \tilde{H}_u, \tilde{H}_d	0	$\frac{1}{2}$	0	1	-1

Tabla 2.4: Propiedades de número leptónico L, número bariónico B, espín S, paridad de materia M y paridad R de algunos supermultipletes del MSSM.

Se observa en la Tabla 2.4 que a diferencia de la paridad de materia, los miembros de un mismo supermultiplete no tienen la misma paridad R , y por lo tanto no conmuta con supersimetría. En el caso de la paridad R , todas las partículas del modelo estándar poseen paridad $R = +1$, y todos los compañeros supersimétricos $R = -1$. Si la paridad R es conservada de forma exacta, entonces no puede haber mezcla entre las partículas supersimétricas y las partículas con $R = +1$.

Una consecuencia de la conservación de paridad R es que la partícula supersimétrica más ligera (LSP por sus siglas en inglés) debe de ser estable. Por otra parte cada partícula además de la LSP debe de decaer en un estado que contenga un número impar de LSP. La tercera consecuencia es que las partículas supersimétricas en los experimentos de colisionador solo pueden ser producidas en números pares.

El MSSM está definido para conservar paridad R , lo cual provee de un buen candidato a materia oscura como lo es la LSP.

2.1.4. Rompimiento de SUSY

El problema de la jerarquía también da una indicación de la naturaleza del rompimiento de la supersimetría, ya que se tiene que mantener la relación entre los acoplamientos de dimensión 0 ($\lambda_S = |\lambda_f|^2$) para el caso en donde la supersimetría no está rota. De no ser así, existirían correcciones radiativas cuadráticamente divergentes a la masa del bosón de Higgs.

Por lo tanto, se debe de considerar un rompimiento “suave” de la supersimetría. Los términos de rompimiento suave son términos que respetan la cancelación de las divergencias. El lagrangiano efectivo del MSSM se puede escribir como

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{soft} \quad (2.1.23)$$

en donde \mathcal{L}_{SUSY} es la densidad lagrangiana descrita en la ecuación (2.1.18), la cual contiene las interacciones de norma y de Yukawa, y es invariante en supersimetría. Por otra parte \mathcal{L}_{soft} para el MSSM está definido como,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{soft}^{MSSM} = & -\frac{1}{2}(M_3\tilde{g}\tilde{g} + M_2\tilde{W}\tilde{W} + M_1\tilde{B}\tilde{B} + c.c.) \\ & - (\tilde{u}\mathbf{a}_u\tilde{Q}H_u - \tilde{d}\mathbf{a}_d\tilde{Q}H_d - \tilde{e}\mathbf{a}_e\tilde{L}H_d + c.c.) \\ & - \tilde{Q}^\dagger\mathbf{m}_Q^2\tilde{Q} - \tilde{L}^\dagger\mathbf{m}_L^2\tilde{L} - \tilde{u}\mathbf{m}_u^2\tilde{u}^\dagger - \tilde{d}\mathbf{m}_d^2\tilde{d}^\dagger - \tilde{e}\mathbf{m}_e^2\tilde{e}^\dagger \\ & - m_{H_u}^2H_u^*H_u - m_{H_d}^2H_d^*H_d - (bH_uH_d + c.c.), \end{aligned} \quad (2.1.24)$$

en donde M_1 , M_2 y M_3 son los términos de masa del bino, los winos, y el gluino. La segunda línea de la ecuación (2.1.24) contiene los acoplamientos \mathbf{a}_u , \mathbf{a}_d y \mathbf{a}_e que son

2. SUPERSIMETRÍA

matrices complejas de 3×3 , similares a los acoplamientos de Yukawa en el superpotencial descrito en la ecuación (2.1.20), los cuales acoplan a los escalares en supermultipletes quirales. La tercera línea consiste en los términos de masa de los squarks y de los sleptones, \mathbf{m}_Q^2 , \mathbf{m}_u^2 , \mathbf{m}_d^2 , \mathbf{m}_L^2 y \mathbf{m}_e^2 son matrices de 3×3 . Finalmente $m_{H_u}^2$ y $m_{H_d}^2$ son los términos de masa del Higgs, mientras que b es un acoplamiento entre H_u y H_d .

\mathcal{L}_{soft} viola supersimetría dado que solo involucra escalares y gauginos y no sus respectivos supercompañeros. Así mismo, \mathcal{L}_{soft} introduce nuevos parámetros adicionales a los parámetros del Modelo Estándar. Estos nuevos parámetros, un total de 110, introducidos en la densidad Lagrangiana del MSSM no tienen contrapartes en el Modelo Estándar. Sin embargo estos parámetros se reducen al introducir un modelo específico de supersimetría.

Si la escala de masa más grande asociada con los términos suaves se denota m_{soft} , entonces las correcciones a la masa del Higgs deben desvanecerse en el límite $m_{soft} \rightarrow 0$, de modo que Δm_H^2 es de la forma:

$$\Delta m_H^2 = m_{soft}^2 \left[\frac{\lambda}{16\pi^2} \ln(\Lambda_{UV}/m_{soft}) + \dots \right], \quad (2.1.25)$$

en donde λ puede representar acoplamientos sin dimensión. Los términos m_{soft}^2 y m_{soft} son esperados ser del orden de,

$$m_{soft} \sim M_1, M_2, M_3, \mathbf{a}_u, \mathbf{a}_d, \mathbf{a}_e, \quad (2.1.26)$$

$$m_{soft}^2 \sim \mathbf{m}_Q^2, \mathbf{m}_u^2, \mathbf{m}_d^2, \mathbf{m}_L^2, \mathbf{m}_e^2, m_{H_u}^2, m_{H_d}^2, b. \quad (2.1.27)$$

Al estimar el valor de m_{soft} se puede estimar también el valor de los supercompañeros más ligeros, en el MSSM m_{soft} no es mucho más grande que $10^3 GeV$. Para evitar mezclas de sabor o violaciones de CP en el MSSM, se deben de cumplir las siguientes condiciones llamadas de universalidad,

$$\mathbf{m}_Q^2 = m_Q^2 \mathbf{1}, \quad \mathbf{m}_u^2 = m_u^2 \mathbf{1}, \quad \mathbf{m}_d^2 = m_d^2 \mathbf{1}, \quad \mathbf{m}_L^2 = m_L^2 \mathbf{1}, \quad \mathbf{m}_e^2 = m_e^2 \mathbf{1}, \quad (2.1.28)$$

$$\mathbf{a}_u = A_{u0} \mathbf{y}_u, \quad \mathbf{a}_d = A_{d0} \mathbf{y}_d, \quad \mathbf{a}_e = A_{e0} \mathbf{y}_e, \quad (2.1.29)$$

$$Im(M_1), Im(M_2), Im(M_3), Im(A_{u0}), Im(A_{d0}), Im(A_{e0}) = 0. \quad (2.1.30)$$

Si se cumplen las condiciones descritas en (2.1.28) entonces todos los ángulos de mezcla de squarks y sleptones se hacen triviales, debido a que squarks y sleptones con los mismos números cuánticos electrodébiles pueden ser degenerados en masa y rotados entre ellos a voluntad. Las condiciones descritas en (2.1.29) aseguran que solo squarks y sleptones de la tercera familia tengan un acoplamiento escalar grande (*escalar*)³. Finalmente si se cumple (2.1.30), entonces la única fase de violación de CP será la usual CKM en los acoplamientos de Yukawa ordinarios.

Teniendo en cuenta estas condiciones se encuentra que el MSSM tiene como parámetros 3 masas de los gauginos, 5 parámetros reales de masa para squarks y sleptones, 3 constantes de acoplamiento y 4 parámetros de masa para los Higgs. Estos 15 parámetros son adicionales a los usuales del Modelo Estándar. Sin embargo, estas condiciones solo son válidas a una escala de energía muy alta.

2.1.4.1. Rompimiento espontáneo

Un rompimiento espontáneo de supersimetría quiere decir que por definición $|0\rangle$, el estado de vacío, no es invariante bajo transformaciones supersimétricas, lo cual implica que $Q_\alpha|0\rangle \neq 0$ y $Q_\alpha^\dagger|0\rangle \neq 0$. Si la supersimetría no se encuentra rota en el estado de vacío, entonces $H|0\rangle = 0$ y el vacío tiene energía nula. Por otra parte si supersimetría es rota de forma espontánea en el estado de vacío, entonces el vacío tiene una energía positiva, es decir que $\langle 0|H|0\rangle > 0$, esto implica que si $\langle 0|H|0\rangle = \langle 0|v|0\rangle$, donde V es el superpotencial escalar descrito en (2.1.19), entonces $\langle 0|V|0\rangle > 0$.

De modo que una forma de garantizar el rompimiento espontáneo de la supersimetría, es que los campos auxiliares F_i y D^a , no tengan simultáneamente valores de expectación en el vacío igual a cero, por lo tanto para romper espontáneamente supersimetría existen dos posibilidades.

Si el campo auxiliar D^a tiene un VEV diferente de cero, entonces el rompimiento de la supersimetría ocurre mediante un proceso llamado el mecanismo de Fayet-Iliopoulos. Sin embargo, de ser este el proceso dominante en del rompimiento de la supersimetría, resultaría complicado dar masas apropiadas a las partículas del MSSM.

Por otras parte los modelos donde el campo auxiliar F_i tiene un VEV diferente de cero, se les conoce como modelos de O’Raifeartaigh. Estos modelos se basan en elegir un conjunto de supermultipletes quirales y un superpotencial W , de forma que se cumpla que $F_i = -\delta W^*/\delta\phi^{*i} = 0$ no tenga soluciones simultaneas dentro de un dominio compacto, de esa forma V es positivo en el mínimo, asegurando el rompimiento de la supersimetría. Sin embargo, los supermultipletes quirales del MSSM no son compatibles con el superpotencial que se necesita para obtener $\langle 0|V|0\rangle \neq 0$.

Es por esto que surge la necesidad de un sector separado del sector visible en donde se origina el rompimiento de la supersimetría, el cual interactúa de tal forma que son estas interacciones las que transmiten el rompimiento de la supersimetría del sector oculto al sector visible. Es en este sector visible donde se producen los términos de \mathcal{L}_{soft} . Existen dos propuestas acerca de la naturaleza de las interacciones entre ambos sectores.

La más popular es la del rompimiento de supersimetría a través de la escala de

2. SUPERSIMETRÍA

Planck (PMSB por sus siglas en inglés), en esta propuesta la interacción es de tipo gravitacional y esta asociada con nueva física cercana a la escala de Planck. Si la supersimetría se encontrara rota en el sector oculto por medio de un VEV $\langle F \rangle$, entonces,

$$m_{soft} \sim \langle F \rangle / M_P, \quad (2.1.31)$$

en donde m_{soft} debe desvanecerse en $\langle F \rangle \rightarrow 0$.

El rompimiento espontáneo de la supersimetría siempre implica un bosón de Nambu-Goldstone no masivo, el cual tiene los mismos números cuánticos que el generador del rompimiento de supersimetría. En el caso donde la supersimetría es una simetría global, la partícula de Nambu-Goldstone es un fermión de Weyl neutro y no masivo llamado goldstino.

En el modelo de supergravedad también se puede resolver el problema del rompimiento de la supersimetría. En este modelo, la supersimetría pasa de ser una simetría global a una simetría local, en donde el parámetro ϵ^α descrito con anterioridad ya no es constante sino que varía en el espacio tiempo. Al incluir a la gravedad se puede incluir a la partícula asociada con la interacción gravitacional, el gravitón, que es una partícula de espín 2 con dos estados de helicidad ($n_B = 2$), y cuyo compañero supersimétrico es el gravitino $\tilde{\Psi}_\mu^\alpha$, con espín $-3/2$ y paridad R impar ($R = -1$).

Mientras la supersimetría no este rota, el gravitón y el gravitino son partículas no masivas, sin embargo una vez que la simetría se rompe de forma espontánea el gravitino adquiere masa a través del mecanismo de super-Higgs, análogo al mecanismo de Higgs ordinario. En el mecanismo de Higgs los bosones W^\pm y Z^0 adquieren masa al absorber los bosones asociados al rompimiento espontáneo de la invariancia de norma electrodébil. En el mecanismo de super-Higgs el gravitino adquiere masa al absorber al goldstino. El gravitino masivo tiene ahora cuatro estados de helicidad, y su masa se estima como,

$$m_{3/2} \sim \langle F \rangle / M_P. \quad (2.1.32)$$

La ecuación (2.1.32) es comparable a la ecuación (2.1.31) para el caso donde la supersimetría se rompe a través de la escala de Planck. Se espera que $m_{3/2}$ sea del orden de 100 GeV.

2.1.5. CMSSM

Al modelo en donde el rompimiento suave de la supersimetría se relaciona con los términos en el MSSM, en su mayoría debido a supergravedad, se le conoce como el modelo mínimo supersimétrico constreñido (cMSSM por sus siglas en inglés). Es un modelo altamente predictivo del MSSM, y al incluir supergravedad da lugar al modelo de supergravedad mínimo (mSUGRA). En el modelo constreñido del MSSM los 110 parámetros introducidos a partir de la ecuación (2.1.24), se reducen a solo 4

que, definidos a escala de Planck, son :

- \mathbf{m}_0 : La masa universal de los escalares.
- $\mathbf{m}_{1/2}$: La masa universal de los gauginos.
- \mathbf{A}_0 : El acoplamiento trilinear.
- \mathbf{B}_0 : El acoplamiento bilinear, el cual se puede cambiar por el parámetro alternativo $\tan\beta$, es decir, la tasa de los valores de expectación en el vacío de los dobletes de Higgs.

De modo que a escala de Planck, los parámetros que aparecen en la ecuación (2.1.24) son:

$$\mathbf{m}_Q^2 = \mathbf{m}_{\bar{u}}^2 = \mathbf{m}_{\bar{d}}^2 = \mathbf{m}_L^2 = \mathbf{m}_E^2 = m_0^2 \mathbf{1}, \quad m_{H_u}^2 = m_{H_d}^2 = m_0^2, \quad (2.1.33)$$

$$M_1 = M_2 = M_3 = m_{1/2}, \quad (2.1.34)$$

$$\mathbf{a}_u = A_0 \mathbf{y}_u, \quad \mathbf{a}_d = A_0 \mathbf{y}_d, \quad \mathbf{a}_e = A_0 \mathbf{y}_e, \quad (2.1.35)$$

$$b = B_0 \mu, \quad (2.1.36)$$

en donde μ se refiere al signo de la masa del higgsino, que puede ser tanto positivo como negativo.

Las restricciones al espacio de parámetros son de tipo fenomenológicas y cosmológicas como son la masa de los fermiones de tercera generación, la densidad reliquia de materia oscura fría, el momento magnético anómalo del muón o la razón de decaimiento del quark b.

2.1.6. Espectro de masas

Para comenzar a describir el espectro de masas en el MSSM, es necesario discutir primero el mecanismo de rompimiento de la simetría electrodébil (EWSB por sus siglas en inglés) en el MSSM. Debido a que en este modelo existen dos dobletes de Higgs complejos, $H_u = (H_u^+, H_u^0)$ y $H_d = (H_d^0, H_d^-)$, la descripción del rompimiento de la simetría electrodébil se vuelve complicada. Si demandamos el mínimo del potencial escalar clásico para los campos escalares del Higgs en el MSSM se puede, sin pérdida de generalidad, tomar $H_u^+ = 0$, por lo que el potencial satisface $\partial V / \partial H_u^+ = 0$ y H_d^- .

De esta forma, dada la relación $H_u^+ = H_d^- = 0$, el potencial escalar es:

$$V = (|\mu|^2 + m_{H_u}^2) |H_u^0|^2 + (|\mu|^2 + m_{H_d}^2) |H_d^0|^2 - (b H_u^0 H_d^0 + c.c.) + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) (|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2)^2. \quad (2.1.37)$$

2. SUPERSIMETRÍA

Es necesario que la parte cuadrática del potencial escalar sea positiva a lo largo de la dirección del espacio de campo donde $|H_u^0| = |H_d^0|$, para que el potencial este delimitado desde abajo. Las condiciones para que esto sea posible son:

$$2b < 2|\mu|^2 + m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2, \quad (2.1.38)$$

$$b^2 < (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)(|\mu|^2 + m_{H_d}^2), \quad (2.1.39)$$

en donde $m_{H_u}^2$, $m_{H_d}^2$ y b son los últimos tres términos de la ecuación (2.1.24).

Estas condiciones no pueden ser satisfechas al mismo tiempo si $m_{H_u}^2 = m_{H_d}^2$. Por otro lado el mecanismo conocido como rompimiento radiativo de la simetría electrodébil se da debido a correcciones cuánticas. En este mecanismo, a causa de la evolución de las ecuaciones de grupo de renormalización, $m_{H_u}^2 < m_{H_d}^2$ en la escala electrodébil. Es gracias a este mecanismo que las condiciones (2.1.38) y (2.1.39) se mantienen en el cMSSM a altas energías.

Una vez que se definen las condiciones para H_u^0 y H_d^0 , podemos escribir $v_u = \langle h_u^0 \rangle$ y $v_d = \langle h_d^0 \rangle$, como los valores de expectación en el vacío, los cuales se relacionan con la masa del bosón Z^0 y los acoplamientos de norma electrodébiles, mediante la relación,

$$v_u^2 + v_d^2 = v^2 = 2m_z^2/(g^2 + g'^2) \approx (174\text{GeV})^2. \quad (2.1.40)$$

Recordando que el parámetro del cMSSM correspondiente al acoplamiento bilinear se puede cambiar por el parámetro alternativo $\tan\beta$,

$$\tan\beta = v_u/v_d, \quad (2.1.41)$$

y dado que v_u y v_d se toman como reales y positivos por convención, entonces $0 < \beta < \pi/2$. Por otro lado respecto al parámetro μ , en el MSSM es un parámetro que respeta la supersimetría mientras que b , m_u^2 y m_d^2 son parámetros que rompen supersimetría.

2.1.6.1. Higgs

Los campos escalares del Higgs en el MSSM, como ya se han mencionado con anterioridad, consisten en dos dobletes complejos que se pueden ver como 8 grados de libertad reales. Cuando la simetría electrodébil se rompe, 3 de ellos son bosones escalares de Nambu-Goldstone (G^\pm y G^0) que dan masa a los bosones vectoriales W^\pm y Z^0 . Los escalares de Higgs restantes consisten en dos escalares neutros (h^0 y H^0) con CP impar, un escalar neutro (A^0) con CP par y dos escalares con carga +1 y -1 (H^\pm) también con CP par. Por convención $H^- = H^{+*}$, $G^- = G^{+*}$ y h^0 es más ligero que H^0 . Aunque las masas de A^0 , H^0 y H^\pm pueden ser arbitrariamente grandes, una predicción del MSSM es que h^0 al ser más ligero que H^0 se encuentra en la escala electrodébil, lo cual sería compatible con el Higgs encontrado en el LHC.

2.1.6.2. Sleptones y Squarks

Los estados propios de masa de los squarks y sleptones del MSSM se pueden obtener al diagonalizar tres matrices cuadradas de 6×6 para las squarks tipo up ($\tilde{u}_L, \tilde{c}_L, \tilde{t}_L, \tilde{u}_R, \tilde{c}_R, \tilde{t}_R$), y tipo down ($\tilde{d}_L, \tilde{s}_L, \tilde{b}_L, \tilde{d}_R, \tilde{s}_R, \tilde{b}_R$), y una matriz 3×3 correspondiente a los sneutrinos ($\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$).

Considerando el espectro de las primeras dos familias de squarks y sleptones, una buena aproximación de las masas al cuadrado, convenientemente parametrizadas, es:

$$\begin{aligned}
m_{Q_1}^2 &= m_{Q_2}^2 = m_0^2 + K_3 + K_2 + \frac{1}{36}K_1, \\
m_{\tilde{u}_1}^2 &= m_{\tilde{u}_2}^2 = m_0^2 + K_3 + \frac{4}{9}K_1, \\
m_{\tilde{d}_1}^2 &= m_{\tilde{d}_2}^2 = m_0^2 + K_3 + \frac{1}{9}K_1, \\
m_{L_1}^2 &= m_{L_2}^2 = m_0^2 + K_2 + \frac{1}{4}K_1, \\
m_{\tilde{e}_1}^2 &= m_{\tilde{e}_2}^2 = m_0^2 + K_1,
\end{aligned} \tag{2.1.42}$$

en donde m_0^2 , es el parámetro correspondiente a la masa universal de los escalares en el MSSM, previamente descrito en la ecuación (2.1.33), y K_1, K_2 y K_3 son contribuciones debidas a las ecuaciones de grupos de normalización.

2.1.6.3. Gluinos

El gluino no puede mezclarse con ninguna otra partícula del MSSM, incluso si se viola la paridad R. Es un fermión de Majorana e interactúa como un octeto de color. En modelos como el cMSSM o mSUGRA, el parámetro de masa del gluino M_3 esta relacionado con los parámetros de masa del bino y wino.

2.1.6.4. Neutralinos y Charginos

Los neutralinos y los charginos son eigenestados de masa formados a partir de la mezcla de los higgsinos y los gauginos debido a los efectos del rompimiento de la simetría electrodébil. Los higgsinos y los gauginos neutros ($\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0, \tilde{B}, \tilde{W}^0$) se mezclan para formar cuatro neutralinos denotados como $\tilde{N}_i (i = 1, 2, 3, 4)$, mientras que los higgsinos los gauginos cargados ($\tilde{H}_u^\pm, \tilde{H}_d^\pm, \tilde{W}^\pm$) al mezclarse forman dos eigenestados de masa con carga ± 1 , llamados charginos que se denotan $\tilde{C}_i (i = 1, 2)$.

Por convención, tanto los neutralinos como los charginos se etiquetan por orden ascendente, es decir, que $m_{\tilde{N}_1} < m_{\tilde{N}_2} < m_{\tilde{N}_3} < m_{\tilde{N}_4}$. Es por lo tanto que el neutralino más ligero, \tilde{N}_1 , es el que generalmente se asume que es la partícula supersimétrica más

2. SUPERSIMETRÍA

ligera. En el caso en el que exista un gravitino más ligero o la paridad R no se conserve, el neutralino más ligero ya no sería la partícula supersimétrica más ligera.

El lagrangiano correspondiente a la masa del neutralino, en la base $\psi^0 = (\tilde{B}, \tilde{W}^0, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^0)$ es,

$$\mathcal{L}_{m_{\tilde{N}}} = -\frac{1}{2}(\psi^0)^T \mathbf{M}_{\tilde{N}} \psi^0 + c.c., \quad (2.1.43)$$

en donde $\mathbf{M}_{\tilde{N}}$ es de la forma,

$$\mathbf{M}_{\tilde{N}} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -g'v_d/\sqrt{2} & g'v_u/\sqrt{2} \\ 0 & M_2 & gv_d/\sqrt{2} & -gv_u/\sqrt{2} \\ -g'v_d/\sqrt{2} & gv_d/\sqrt{2} & 0 & -\mu \\ -g'v_u/\sqrt{2} & -gv_u/\sqrt{2} & -\mu & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.1.44)$$

Los términos de masa del higgsino son las entradas con $-\mu$ mientras que M_1 y M_2 provienen de $\mathcal{L}_{soft}^{MSSM}$, y corresponden, como se mencionó con anterioridad, a los términos de masa del bino y el wino. Los términos proporcionales a g y g' son el resultado de los acoplamientos Higgs-higgsino-gaugino. Otra forma de escribir la ecuación (2.1.44), dada la relación en (2.1.40) es,

$$\mathbf{M}_{\tilde{N}} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -c_\beta s_W m_Z & s_\beta s_W m_Z \\ 0 & M_2 & c_\beta c_W m_Z & -s_\beta c_W m_Z \\ -c_\beta s_W m_Z & c_\beta c_W m_Z & 0 & -\mu \\ s_\beta s_W m_Z & -s_\beta c_W m_Z & -\mu & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.1.45)$$

Para obtener los eigenestados de masa se diagonaliza, con entradas positivas en la diagonal, $\mathbf{M}_{\tilde{N}}$ con una matriz unitaria de modo que,

$$\mathbf{N}^* \mathbf{M}_{\tilde{N}} \mathbf{N}^{-1} = \begin{pmatrix} m_{\tilde{N}_1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{\tilde{N}_2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{\tilde{N}_3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_{\tilde{N}_4} \end{pmatrix}. \quad (2.1.46)$$

Dado que los parámetros M_1 , M_2 y μ pueden tener fases complejas arbitrarias, una redefinición de las fases de \tilde{B} y \tilde{W} permite elegir una convención en la cuál M_1 y M_2 sean siempre reales y positivos. Es usual asumir que μ también es real, en caso contrario existirían efectos adversos a bajas energías en la violación de CP, que involucrarían al momento dipolar eléctrico del electrón y del neutrón.

En la base $\psi^\pm = (\tilde{W}^+, \tilde{H}_u^+, \tilde{W}^-, \tilde{H}_d^-)$, el lagrangiano correspondiente a la masa del chargino es,

$$\mathcal{L}_{m_{\tilde{C}}} = -\frac{1}{2}(\psi^\pm)^T \mathbf{M}_{\tilde{C}} \psi^\pm + c.c., \quad (2.1.47)$$

en donde

$$\mathbf{M}_{\tilde{C}} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{X}^T \\ \mathbf{X} & \mathbf{0} \end{pmatrix}, \quad (2.1.48)$$

con

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} M_2 & gv_u \\ gv_d & \mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}s_\beta m_W \\ \sqrt{2}c_\beta m_W & \mu \end{pmatrix}. \quad (2.1.49)$$

Mediante dos matrices unitarias U y V , se pueden relacionar los eigenestados de masa con los eigenestados de norma de acuerdo con,

$$\begin{pmatrix} \tilde{C}_1^+ \\ \tilde{C}_2^+ \end{pmatrix} = \mathbf{V} \begin{pmatrix} \tilde{W}^+ \\ \tilde{H}_u^+ \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \tilde{C}_1^- \\ \tilde{C}_2^- \end{pmatrix} = \mathbf{U} \begin{pmatrix} \tilde{W}^- \\ \tilde{H}_d^- \end{pmatrix}, \quad (2.1.50)$$

entonces se cumple que,

$$\mathbf{U}^* \mathbf{X} \mathbf{V}^{-1} = \begin{pmatrix} m_{\tilde{C}_1} & 0 \\ 0 & m_{\tilde{C}_2} \end{pmatrix}. \quad (2.1.51)$$

Capítulo 3

Materia Oscura

Uno de los retos más importantes en la actualidad dentro del campo de la física de altas energías es el problema de la naturaleza de la materia oscura y representa un elemento clave en la creación y formación de galaxias, así como en la dinámica del universo.

Hay gran cantidad de evidencias que apuntan a su existencia desde que fue propuesta en la década de 1930 por Fritz Zwicky [Zwicky, 1933] quien utilizó por primera vez el término de “Materia Oscura” haciendo referencia a un tipo de materia no lumínica.

Actualmente se calcula que aproximadamente 25 % de la energía total contenida en el universo es materia oscura.

3.1. Pruebas de la existencia de la materia oscura

La primera prueba de la existencia de la materia oscura surgió en 1933 por Zwicky, quien realizó un estudio sobre la dinámica de las galaxias observada dentro del cúmulo Coma, en el cual estudiaba las velocidades de las galaxias [Zwicky, 1933]. De acuerdo a su análisis, debía existir una forma de materia que no era visible y que existiera en mayor cantidad a la materia lumínica para explicar las velocidades encontradas. El análisis que Zwicky realizó está basado en el teorema del virial, que relaciona la energía cinética con la energía potencial de un sistema ligado gravitacionalmente.

A mediados de la década de 1970, casi 40 años después de las observaciones de Zwicky, los trabajos de Vera Rubin y sus colaboradores aportaron una nueva evidencia de la existencia de lo que Zwicky había llamado materia oscura. Gracias a los desarrollos de las técnicas observacionales, Rubin y sus colaboradores fueron capaces de realizar un estudio acerca de las curvas de rotación de las galaxias [Rubin and Ford, 1970].

Durante su análisis, observaron que las curvas de rotación presentaban un perfil

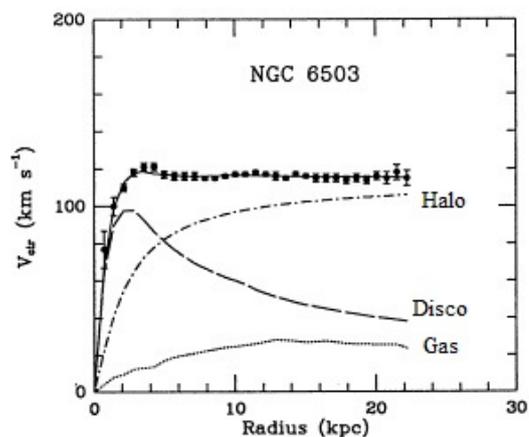


Figura 3.1: Curvas de rotación de la galaxia espiral NGC 6503. Los puntos son las velocidades observadas. Las líneas cortadas y punteadas representan las contribuciones del disco de estrellas y de gas. La línea cortada-punteada se atribuye al halo de materia oscura [Begeman et al., 1991].

prácticamente plano al alejarse del centro de la galaxia, es decir, que la velocidad orbital de las estrellas y el gas era aproximadamente constante a partir de cierta distancia desde el centro galáctico. Este fenómeno constituía una anomalía, dado que uno esperaría un decaimiento proporcional en la parte externa de la galaxia.

Una explicación a esta anomalía sería que existiera una cantidad significativa de materia no-lumínica, la cual se extiende hasta mas allá del núcleo galáctico, a esto se le conoce como el halo de materia oscura en las galaxias. Estos resultados se pueden observar en la Figura 3.1. Esta anomalía sería confirmada posteriormente por varios estudios [Rubin and Ford, 1970].

También a escalas mayores podemos encontrar evidencia de la existencia de materia oscura. Los cúmulos de galaxias son estructuras que consisten de cientos o miles de galaxias que se mantienen juntas a través de la gravedad. Estas estructuras son muy importantes en los estudios relacionados con la materia oscura, ya que se ha encontrado que la cantidad de materia visible en los cúmulos, es decir, las galaxias y el gas interestelar, representan apenas un 10% de la cantidad de materia total.

Estas estimaciones de la masa de los cúmulos, se pueden obtener a partir de diversas técnicas, como la observación de los rayos X emitidos por el gas caliente en los cúmulos o la medición de la velocidades radiales de las galaxias dentro de los cúmulos. Así mismo, las masas de los cúmulos de galaxias y su contribución a la materia oscura puede ser

estimado a través de los efectos en las imágenes de cuasares distantes, a través del proceso de los lentes gravitacionales [Jungman et al., 1996].

Los lentes gravitacionales distorsionan la luz proveniente de objetos brillantes a grandes distancias, alrededor de un objeto masivo que se sitúa entre el receptor y el emisor. Esto es una consecuencia de la teoría de la relatividad general de Einstein. Mientras más masivo es el objeto, mayor será la distorsión. De este modo, las imágenes de las galaxias que se distorsionan al pasar por los cúmulos de galaxias revela la presencia de materia oscura en estos sistemas, al haber una mayor distorsión que la esperada de la materia luminosa, un ejemplo es el cúmulo de la bala [Perkins, 2000].

El cúmulo de la bala (1E0657-56), es el resultado de la colisión de dos cúmulos. Durante este evento, el cúmulo más pequeño paso a través del cúmulo grande. Durante el análisis realizado a través de rayos X, podemos observar la distribución de la materia barionica, y se observó que esta sufría una distorsión durante la colisión, y esta forma de una bala. Por otra parte, durante el análisis realizado utilizando los lentes gravitacionales, se observa que la materia barionica se desplaza de su respectivo halo de materia oscura, y que ambos halos pasan uno sobre el otro.

Las mediciones a grandes escalas son importantes ya que permiten hacer un estimado representativo de la cantidad de materia oscura en el universo. Un ejemplo de estas mediciones proviene del estudio de las anisotropías del fondo de radiación cósmico (CMB por sus siglas en inglés), descubierto en 1965 por Penzias y Wilson mientras buscaban fuentes cósmicas de ondas de radio. Este fenómeno había sido predicho por Gamow años antes, y es la radiación remanente del universo temprano, por lo que de su estudio podemos obtener información sobre el universo, su geometría y su contenido en materia [Jungman et al., 1996]. Las mediciones del CMB resultan por ello de gran importancia, y durante los últimos años el CMB ha sido medido con mayor exactitud. La medición más reciente fue realizada por el satélite Planck, según el cual la densidad reliquia es:

$$\Omega_{DM}h^2 \sim 0.1199 \pm 0.0022, \quad (3.1.1)$$

donde h es la constante de Hubble al día de hoy (H_0) en unidades de $100 \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [Larson et al., 2011].

Cada vez más observaciones incrementan la evidencia sobre la materia oscura, sin embargo, su naturaleza aún continua siendo un problema abierto, lo que ha motivado a una búsqueda extensiva de otros modelos mas allá del Modelo Estándar.

3.2. Propiedades de la materia oscura

A partir de todas las observaciones y evidencias de la existencia de la materia oscura, podemos deducir que esta tiene ciertas propiedades que la caracterizan, que

3. MATERIA OSCURA

los candidatos a materia oscura deben de satisfacer. La característica más importante de la materia oscura es que es invisible. Dicho de otro modo, no produce radiación electromagnética, a diferencia de la materia ordinaria [Fischer, 2011].

Otra propiedad de la materia oscura es que parece que la interacción gravitacional es la dominante. De modo que además de no emitir radiación electromagnética no interactúa, lo que significa que no tiene carga ni puede decaer en partículas cargadas o fotones, ya que estos eventos serían detectados como una forma característica de radiación.

Por otra parte, la materia oscura no interactúa de forma aparente con la materia ordinaria, es decir, que es prácticamente no colisional, al menos en lo referente a colisiones inelásticas.

Finalmente, sabemos que las propiedades de la materia oscura, como su masa y la forma en la que interactúa tanto con el universo como consigo misma, deben de ser compatibles con las observaciones del CMB, es decir, debe de reproducir la densidad reliquia estimada en el universo, asimismo debe coincidir con los datos de la nucleosíntesis del Big-Bang y ser consistente con la formación y evolución de las galaxias.

3.3. Tipos de materia oscura

Derivado de todas las observaciones y evidencias, además de poder extraer ciertas propiedades que caracterizan a la materia oscura, uno puede clasificarlas de acuerdo a varios criterios, siendo algunos la naturaleza de las partículas que pueden componer la materia oscura, o su masa.

En este último caso, cuando clasificamos a la materia oscura por su masa, esta puede ser fría o caliente. Los candidatos a materia oscura son partículas reliquia cuya densidad se mantiene constante. Esta densidad se mantiene constante, al desacoplarse del plasma cósmico, lo cual sucede cuando la tasa de interacción de las partículas de la materia oscura caía por debajo de la tasa de expansión del universo. La masa de las partículas de materia oscura, y la temperatura del universo al momento del desacoplamiento determina si el movimiento de la materia oscura era relativista o no relativista en ese momento [Majumdar, 2015].

Si la materia oscura se mueve a velocidades relativistas se dice que es materia oscura caliente. Los candidatos a materia oscura caliente son de masas ligeras por lo general. Por el otro lado, la materia oscura fría se caracteriza por que la masa de estas partículas eran no relativistas cuando el universo se estaba enfriando, es decir, que su masa era mayor a la temperatura del universo en ese momento. Este tipo de materia oscura está

formada de partículas más pesadas. Cabe mencionar, que existe un intermedio entre ambos tipos de materia oscura, a la que se le llama materia oscura tibia.

3.4. Candidatos a materia oscura

Existe una gran cantidad de candidatos a materia oscura, algunos se proponen con el objetivo de resolver el problema de la materia oscura, mientras que otros emergen de buscar soluciones a otros problemas de la física. Los rangos en masa que abarcan los candidatos son desde $m = 9 \times 10^{-72} M_{\odot}$, como es el caso de los axiones, hasta $m = 10^4 M_{\odot}$, la masa de los agujeros negros. Los candidatos más buscados son las partículas masivas débilmente interactuantes (WIMP por sus siglas en inglés) y los axiones. Ambos son candidatos de materia oscura fría, no bariónica.

Los axiones están propuestos como una posible solución al problema de CP fuerte. Su masa esta constreñida alrededor de $10^{-5} eV$ de acuerdo a observaciones astrofísicas y experimentales. Por otra parte las masas de las WIMP son de un rango de $10 GeV - TeV$, e interactúan con la materia ordinaria a través de la gravedad y la fuerza débil. Son partículas estables que surgen en las extensiones del Modelo Estándar. Los candidatos se pueden observar en la Figura 3.2. El candidato más prometedor a materia oscura es el neutralino.

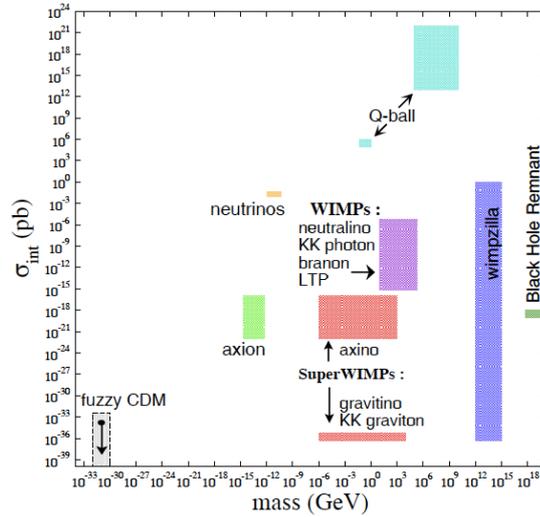


Figura 3.2: Candidatos a materia oscura en masa contra sección eficaz [Gardner and Fuller, 2013].

3.4.1. El neutralino como candidato a materia oscura

En los modelos supersimétricos en donde la paridad R se conserva de forma exacta, la LSP, al ser eléctricamente neutra, se considera como un candidato para ser materia oscura fría. Mientras que el gravitino y el sneutrino resultan adecuados para ser la LSP, ninguno de los dos son compatibles con las mediciones resultantes de los experimentos de detección directa. Esto resulta que el candidato más atractivo para ser la LSP y por tanto la materia oscura, es el neutralino [Jungman et al., 1996, Ellis et al., 1984].

En un universo temprano, cuando la temperatura del universo excedía a la masa del neutralino, las partículas del modelo estándar coexistían en equilibrio térmico con las superpartículas. Este equilibrio se mantenía mediante la aniquilación de una partícula, o super partícula, con su antipartícula, en partículas más ligeras y viceversa. Sin embargo, al enfriarse y expandirse el universo las superpartículas más pesadas ya no podían ser producidas y se aniquilaron o decayeron en LSP's, algunas de los cuales se aniquilaron en estados que ya no contenían superpartículas [Jungman et al., 1996, Martin, 1997] .

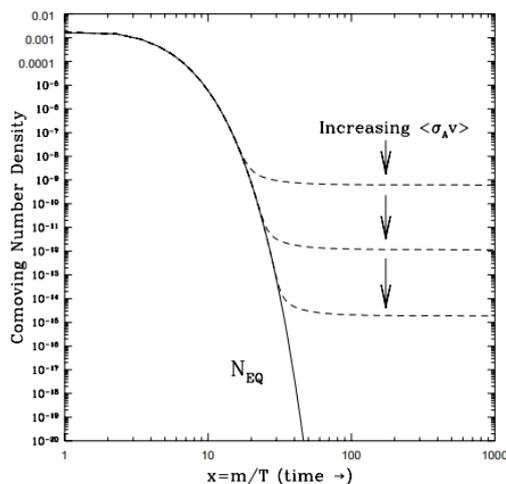


Figura 3.3: Densidad comóvil de una partícula de materia oscura como función de temperatura y tiempo [Jungman et al., 1996].

Cuando el universo se enfrió a una temperatura menor a la masa del neutralino, el equilibrio cayó de forma exponencial hasta que la tasa de aniquilación cayó por debajo de la tasa de expansión del universo. A este proceso se le conoce como “freeze out”, debido a que la densidad reliquia se congela. La densidad reliquia se puede determinar

al resolver la ecuación del Boltzman:

$$\frac{dn}{dt} = -3Hn - \langle \sigma v \rangle (n^2 - n_{eq}^2), \quad (3.4.1)$$

en donde n y n_{eq} son el número de densidad y número de densidad en equilibrio térmico de la partícula de materia oscura. H es el parámetro de Hubble. También podemos definir la densidad comóvil como $Y = n/s$ en donde s es la densidad de entropía (Figura 3.3) [Feng, 2003]. Finalmente $\langle \sigma v \rangle$ es la sección eficaz multiplicada por la rapidez relativa del neutralino promediada térmicamente, la cual se define como:

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{g_{weak}^4}{16\pi^2 m_\chi}, \quad (3.4.2)$$

y es necesaria para obtener la densidad reliquia (3.1.1). La constante $g_{weak} \simeq 0.65$ es el acoplamiento de norma de la interacción débil [Feng, 2010].

Las estimaciones precisas se pueden obtener mediante programas computacionales como MicrOMEGAS y DarkSUSY [Belanger et al., 2002, Gondolo et al., 2000]. La presencia de los neutralinos debería poder ser detectada de forma directa e indirecta. Las secciones eficaces resultantes de estas interacciones están determinadas por las regiones permitidas en el espacio de parámetros.

3.5. Espacio de parámetros

Usando una variedad de criterios es posible realizar barridos del cMSSM para verificar que tan viable es el modelo. Un criterio puede ser la composición de materia oscura, ya que esta puede componerse de una o más partículas. Muchos estudios buscan regiones de probabilidad con diferentes valores para los parámetros del cMSSM, además de constricciones fenomenológicas como la densidad reliquia de materia oscura, las tasas de ramificación de $B \rightarrow \mu^+ \mu^-$ y $b \rightarrow s\gamma$, la masa del Higgs, entre otras.

En general, el espectro supersimétrico esperado es pesado con A_0 diferente de cero y un valor de $\tan\beta$ grande, a fin de satisfacer la mayoría de las condiciones. A continuación se enlistan las regiones de parámetros más comunes que dan lugar a una densidad reliquia de materia oscura que coincide con (3.1.1):

- **Bulk region:** En modelos en donde el neutralino más ligero está mayormente conformado por bino, la contribución más grande a la densidad de materia oscura proviene del intercambio de sleptones. En el contexto del cMSSM, la región viable toma valores para m_0 y $m_{1/2}$ de 100 GeV y 250 GeV respectivamente. Sin embargo, esta región ha sido excluida por el LHC.
- **Higgs funnel region:** Es posible obtener la densidad reliquia correcta si $2m_{\tilde{N}_1} \approx m_{A^0}, m_{h^0} \text{ o } m_{H^0}$, es decir, se da un incremento en el mecanismo de aniquilación,

3. MATERIA OSCURA

esto ocasiona que la sección eficaz se encuentre cerca del polo de resonancia, como puede ocurrir a través de un bosón de Higgs.

- ***Focus point region:*** Si el neutralino más ligero se mezcla de tal forma que contiene una cantidad significativa de higgsino o wino en su composición, entonces si $|\mu|$ no es muy grande, se puede obtener la densidad reliquia correcta. Se requiere que los squarks sean pesados, del orden de TeV's, una posibilidad atractiva, dado que los resultados del LHC han excluido squarks de masas menores a 1 TeV.

Momento Anapolar

4.1. Antecedentes

A pesar de las evidencias de la existencia de la materia oscura, su naturaleza sigue siendo un misterio. La posibilidad de que la materia oscura pueda interactuar electromagnéticamente con la materia ordinaria ha sido explorada en la última década [Pospelov and ter Veldhuis, 2000, Del Nobile et al., 2012, Ho and Scherrer, 2013]. Esta interacción se puede dar, por ejemplo, a través de los momentos dipolares eléctricos, magnéticos o anapolares.

El momento anapolar fue propuesto por Zel'dovich en 1957 [Zeldovich, 1957], y fue considerado por Pospelov y ter Veldhuis dentro de los acoplamientos electromagnéticos de la materia oscura con la materia ordinaria junto con el momento cuadrupolar eléctrico [Pospelov and ter Veldhuis, 2000]. Ha sido ampliamente estudiado en astrofísica e ingeniería, y es una cantidad muy útil en la física nuclear. En 1997 fue medido experimentalmente por primera vez en los átomos en Cesio [Wood et al., 1997].

El momento anapolar se puede interpretar en términos de una corriente toroidal [Cabral-Rosetti et al., 2012], este tipo particular de configuración de corriente representa un nuevo dipolo característico del sistema y es diferente de los dipolos eléctricos y magnéticos usuales.

4.2. Propiedades del momento anapolar

Para partículas de espín 1/2, la expresión más general para describir la función vértice electromagnética es:

$$\Gamma_\mu(q) = f_Q(q^2)\gamma_\mu + f_M(q^2)i\sigma_{\mu\nu}q^\nu\gamma_5 - f_E(q^2)\sigma_{\mu\nu}q^\nu + f_A(q^2)(q^2\gamma_\mu - \not{q}q_\mu)\gamma_5, \quad (4.2.1)$$

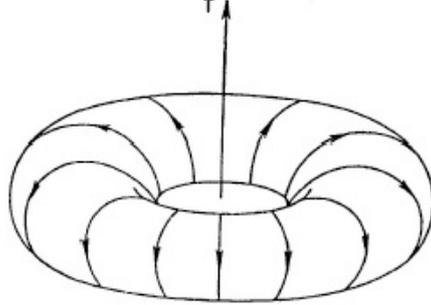


Figura 4.1: Configuración de corriente con un momento toroidal dipolar. Las flechas en el toro indican la dirección de la corriente, la cual produce un campo magnético azimutal. [Cabral-Rosetti et al., 2016].

en donde $q_\mu = p'_\mu - p_\mu$ es el cuadrimomento transferido, $\sigma_{\mu\nu} = (i/2)[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$, y $f_Q(q^2)$, $f_\mu(q^2)$, $f_E(q^2)$ y $f_A(q^2)$ son los factores de forma de carga, dipolar magnético, dipolar eléctrico y anapolar respectivamente. Estos factores de forma son observables físicos cuando $q^2 \rightarrow 0$, y sus combinaciones definen a la carga eléctrica (Q), el momento dipolar eléctrico (d) y magnético (μ) y el momento anapolar [Ho and Scherrer, 2013].

El vértice electromagnético $\Gamma_\mu(q)$ caracteriza la interacción entre una partícula y el campo electromagnético el cual se puede expresar a través de un conjunto de factores de forma.

El momento anapolar describe una interacción invariante de T, que no conserva de forma individual paridad P y C. En el límite no relativista, la energía de interacción toma la forma,

$$H_{int} \propto -d(\sigma \cdot \mathbf{E}) - \mu(\sigma \cdot \mathbf{B}) - \mathcal{A}(\sigma \cdot \nabla \times \mathbf{B}), \quad (4.2.2)$$

en donde d, μ y \mathcal{A} corresponden a los momentos eléctrico, magnético y anapolar respectivamente, \mathbf{E} y \mathbf{B} son los campos eléctricos y magnéticos, σ corresponde a las matrices de Pauli y $\nabla \times \mathbf{B}$ al rotacional de \mathbf{B} .

En contraste con los momentos dipolares eléctricos y magnéticos, el momento anapolar interactúa solamente con corrientes electromagnéticas externas. El momento anapolar no tiene un análogo simple, dado que $f_A(q^2)$ no corresponde a una cierta expansión multipolar, y una cantidad útil para describir la interacción es el momento dipolar toroidal $T(q^2)$ [Cabral-Rosetti et al., 2016].

Sin embargo, un modelo clásico del anapolo se puede visualizar como una corriente

fluyendo a través de un cable helicoidal enrollado en un toro y con una corriente poloidal, la corriente produce un campo magnético azimutal. El momento anapolar está dirigido a lo largo del eje de simetría del toro. El momento toroidal dipolar y momento anapolar coinciden en el caso donde $m_i = m_f$, es decir, cuando la partícula es la misma en su estado final y en su estado inicial.

4.3. Propiedades electromagnéticas de la partícula de Majorana

Propuesta en 1937 por Ettore Majorana, la partícula que lleva su nombre se caracteriza por ser un fermión que es su propia antipartícula, en contraposición con los fermiones de Dirac. Con excepción del neutrino, cuya naturaleza aún no está determinada, todos los fermiones dentro del modelo estándar tienen un comportamiento tipo Dirac.

La partícula de Majorana es invariante bajo CPT. Las propiedades electromagnéticas del fermión de Majorana con espín 1/2 han sido ampliamente estudiadas. Dentro de estos estudios ha sido probado que como consecuencia de la invarianza de CPT y de las propiedades de C, T y P de $\Gamma_\mu(q)$, para cualquier partícula de Majorana, ya sea masiva o no, con espín 1/2, el único factor de forma permitido es el momento anapolar [Dubovik and Kuznetsov, 1998, Radescu, 1985, Boudjema et al., 1989].

Esto representa una diferencia significativa con respecto a la partícula de Dirac, dado que esta contiene los factores de forma correspondientes a la carga, momento eléctrico, momento dipolar y anapolar. Las propiedades de transformación de CPT se pueden observar en la Tabla 4.1.

	σ	\mathbf{E}	\mathbf{B}	$\nabla \times \mathbf{B}$	$\sigma \cdot \mathbf{E}$	$\sigma \cdot \mathbf{B}$	$\sigma \cdot \nabla \times \mathbf{B}$
C	+	-	-	-	-	-	-
P	+	-	+	-	-	+	-
T	-	+	-	-	-	+	+
CPT	-	+	+	-	-	-	+

Tabla 4.1: Propiedades de transformación de CPT de las matrices de Pauli σ , el campo eléctrico \mathbf{E} , el campo magnético \mathbf{B} , el rotacional del campo \mathbf{B} ($\nabla \times \mathbf{B}$) y sus interacciones

4.4. Cálculo del momento anapolar

Debido a que el neutralino es eléctricamente neutro, las contribuciones a nivel de árbol no esta permitidas, de modo que las propiedades electromagnéticas de la partícula de Majorana surgen únicamente a nivel de lazo.

Para obtener el momento anapolar \mathcal{A} , se obtienen primero los diagramas de Feynmann correspondientes para el proceso $\gamma \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ (Figuras 4.2 y 4.3). Tras calcular las amplitudes se aíslan las contribuciones al momento anapolar, que contienen la estructura $\gamma_\mu \gamma_5$. Se le llama Ξ_i al coeficiente que multiplica $\gamma_\mu \gamma_5$ por el i -ésimo diagrama:

$$\sum \Xi_i = f_{\mathcal{A}}(q^2)q^2. \quad (4.4.1)$$

A continuación se usa la regla de L'Hopital, de modo que,

$$\mathcal{A} = f_{\mathcal{A}}(0) = \lim_{q^2 \rightarrow 0} \frac{\sum_i \Xi_i}{q^2} = \left. \frac{\partial \sum_i \Xi_i}{\partial q^2} \right|_{q^2 \rightarrow 0}, \quad (4.4.2)$$

en donde aparecen derivadas de las funciones escalares de Passarino-Veltman, definidas como:

$$B_0(q^2; m_1^2, m_2^2) \equiv \frac{(2\pi\mu)^{4-D}}{i\pi^2} \int \frac{d^D k}{[k^2 - m_1^2][(k+q)^2 - m_2^2]}, \quad (4.4.3)$$

para 2 puntos, y:

$$C_0(A, B, C; m_1^2, m_2^2, m_3^2) \equiv \frac{(2\pi\mu)^{4-D}}{i\pi^2} \int \frac{d^D k}{[k^2 - m_1^2][(k+p_1)^2 - m_2^2][(k+p_2)^2 - m_3^2]}, \quad (4.4.4)$$

para 3 puntos, en donde $A = p_1^2$, $B = (p_1 - p_2)^2$ y $C = p_2^2$.

Tras simplificar el cálculo, se obtiene una expresión analítica aproximada para las contribuciones [Cabral-Rosetti et al., 2016]:

$$\begin{aligned} \Xi_1 \approx & \frac{-k}{q^2 - 4m_{\tilde{\chi}_1^0}^2} \left\{ (q^2 - 2m_{\tilde{\tau}}^2 + 2m_{\tilde{\chi}_1^0}^2) B_0(q^2, m_{\tilde{\tau}}^2, m_{\tilde{\tau}}^2) + 2(3m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - m_{\tilde{\tau}}^2) B_0(m_{\tilde{\chi}_1^0}^2, m_{\tilde{\tau}}^2, m_{\tilde{\tau}}^2) \right. \\ & \left. + 2 \left[(m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - m_{\tilde{\tau}}^2)^2 - q^2 m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 \right] C_0(q^2, m_{\tilde{\chi}_1^0}^2, m_{\tilde{\chi}_1^0}^2, m_{\tilde{\tau}}^2, m_{\tilde{\tau}}^2 m_{\tilde{\tau}}^2) - (q^2 - 4m_{\tilde{\chi}_1^0}^2) \right\}, \end{aligned} \quad (4.4.5)$$

y:

$$\begin{aligned} \Xi_2 \approx & \frac{-k}{q^2 - 4m_{\tilde{\chi}_1^0}^2} \left\{ (q^2 - 2m_{\tilde{\tau}}^2 - 2m_{\tilde{\chi}_1^0}^2) B_0(q^2, m_{\tilde{\tau}}^2, m_{\tilde{\tau}}^2) + 2(3m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - m_{\tilde{\tau}}^2) B_0(m_{\tilde{\chi}_1^0}^2, m_{\tilde{\tau}}^2, m_{\tilde{\tau}}^2) \right. \\ & \left. - 2(m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - m_{\tilde{\tau}}^2)^2 C_0(q^2, m_{\tilde{\chi}_1^0}^2, m_{\tilde{\chi}_1^0}^2, m_{\tilde{\tau}}^2, m_{\tilde{\tau}}^2 m_{\tilde{\tau}}^2) + (q^2 - 4m_{\tilde{\chi}_1^0}^2) \right\}, \end{aligned} \quad (4.4.6)$$

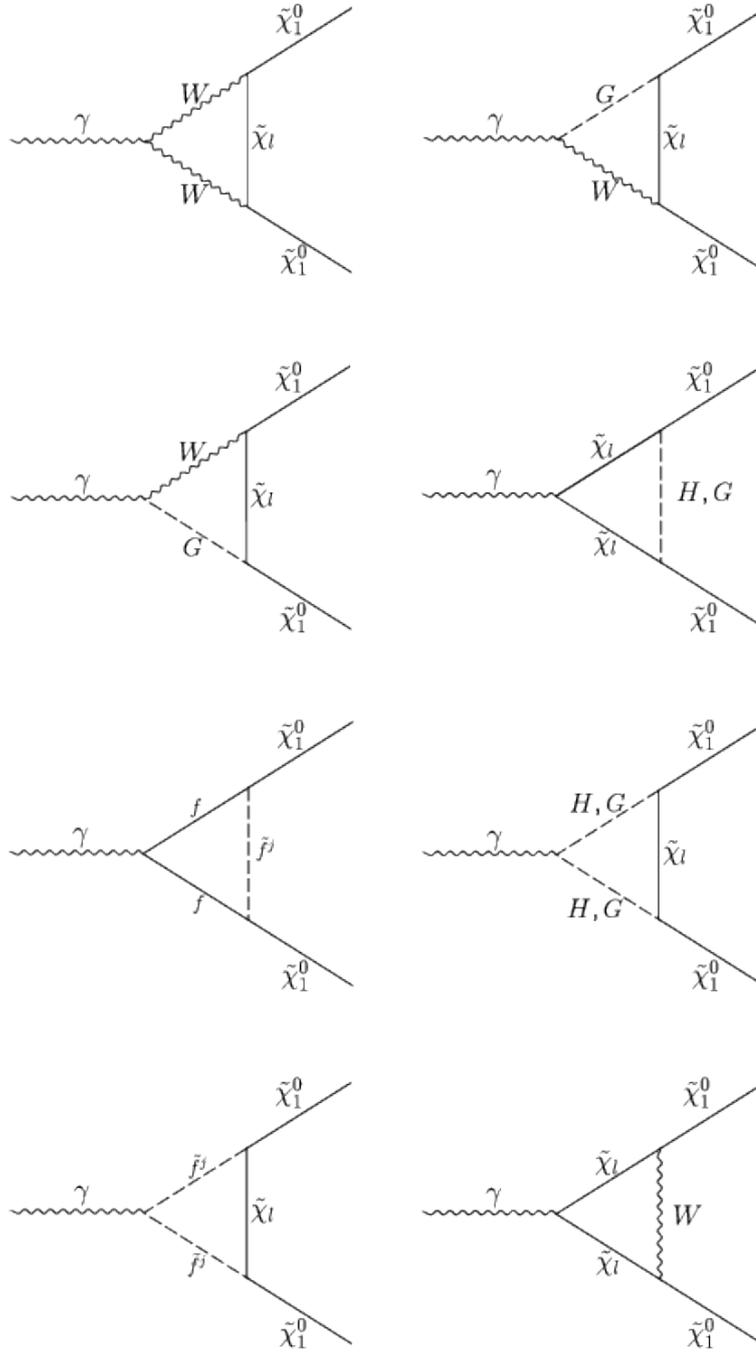


Figura 4.2: Correcciones al vértice a un lazo para el proceso $\gamma \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ [Cabral-Rosetti et al., 2016].

4. MOMENTO ANAPOLAR

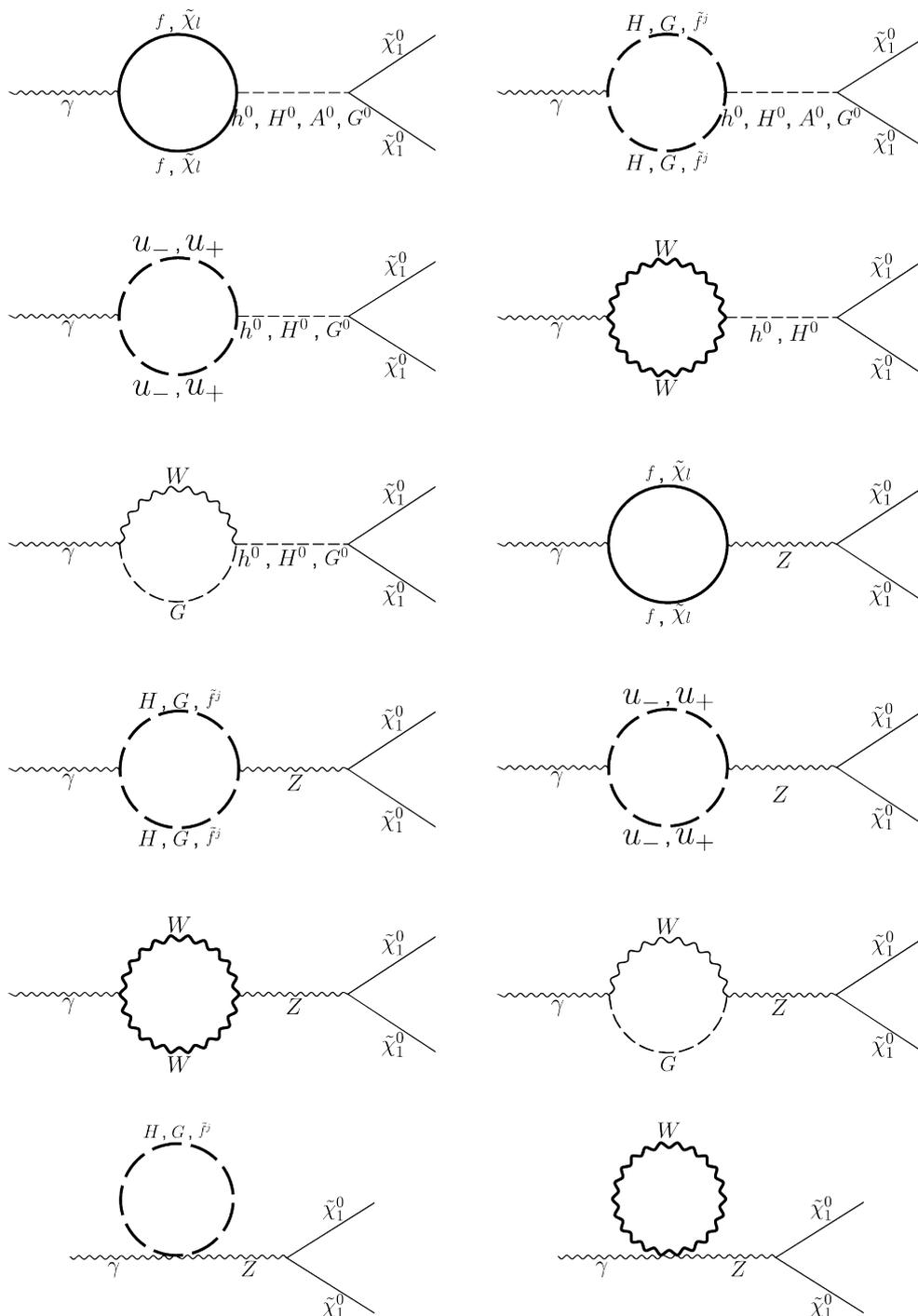


Figura 4.3: Autoenergías a un lazo para el proceso $\gamma \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ [Cabral-Rosetti et al., 2016].

en donde,

$$k = \frac{e^3 [Z_{1,1}(Z_{2,1} + Z_{1,2})\cos\theta_W \sin\theta_W + Z_{2,1}Z_{1,2}\cos^2\theta_w - 3Z_{1,1}^2 \sin^2\theta_W](\cos^2\theta_{\tilde{\tau}} - \sin^2\theta_{\tilde{\tau}})}{128\pi^2 \cos^2\theta_W \sin^2\theta_W (q^2 - 4m_{\chi_1^0}^2)}. \quad (4.4.7)$$

Estas expresiones dependen de la masa de las partículas, los elementos de la matriz de mezcla del neutralino, el ángulo de mezcla del $\tilde{\tau}$ y del ángulo electrodébil.

Detección directa

5.1. Búsqueda de materia oscura

A pesar de las muchas evidencias que prueban la existencia de la materia oscura y el efecto de su interacción gravitacional, la naturaleza de la materia oscura todavía es una incógnita. Existen dos tipos de experimentos que buscan detectar la materia oscura, estos son los de detección directa y detección indirecta.

Por otra parte también existen experimentos que realizan una búsqueda de materia oscura a partir de su producción en los aceleradores, los cuales buscan eventos donde se muestre una aparente pérdida de energía, lo cual sería un indicador de la presencia de alguna partícula que está interactuando débilmente con la materia ordinaria.

5.1.1. Detección Directa

Los experimentos de detección directa buscan detectar la energía de retroceso de un núcleo atómico (N) interactuando con materia oscura. Este tipo de colisión se considera una colisión elástica, y dado que la interacción sería muy leve, la energía de retroceso sería muy baja (alrededor de keV). Estos eventos son de la forma:

$$DM + N \rightarrow DM + N.$$

Los cálculos en detección directa involucran tanto física de partículas como física nuclear, los cuales son requeridos para calcular la sección eficaz. Sin embargo, otro aspecto importante a considerar es el aspecto astrofísico, que pone cotas a la densidad local de materia oscura o a su velocidad de distribución.

La sección eficaz de la colisión del candidato a materia oscura con el núcleo puede constar de dos partes, la de espín dependiente (SD por sus siglas en inglés) y la independiente del espín (SI por sus siglas en inglés). En el caso donde la sección eficaz

5. DETECCIÓN DIRECTA

es independiente del espín, la amplitud es proporcional al número de nucleones en el objetivo.

Para el caso de espín dependiente por otra parte, la amplitud depende del espín total de un solo nucleón del objetivo, el cual puede ser cero, en cuyo caso solo se tiene la contribución de la sección eficaz independiente del espín .

Para la parte SI, la sección eficaz diferencial incluye el factor de forma nuclear o factor de Helm [Helm, 1956], que esta dado como,

$$F(E_R) = \left[\frac{3j_1(qr_0)}{qr_0} \right] \exp\left(-\frac{q^2 s^2}{2}\right), \quad (5.1.1)$$

en donde $j_1(qR_1)$ es la función esférica de Bessel con $i = 1$ y de acuerdo con [Fitzpatrick and Zurek, 2010] y [Duda et al., 2007] existen dos opciones para el valor de r_0 los cuales pueden ser de la forma:

$$r_0 = \sqrt{(1.2A^{1/3})^2 - 5s^2},$$

con $s = 1$, o

$$r_0 = \sqrt{(1.23A^{1/3} - a)^2 + \frac{7}{3}\pi^2 b^2 - 5s^2},$$

en donde $a = 0.6$, $b = 0.52$, $s = 0.9$ y A es el número atómico.

De acuerdo con [Duda et al., 2007, Fitzpatrick and Zurek, 2010], el uso de una opción de r_0 u otra, da lugar a variaciones del orden de 20%. Para un valor pequeño de $|\mathbf{q}|$, el factor de forma eléctrico $F_E^2(\mathbf{q}^2)$ resulta dominante.

La sección eficaz diferencial total es la suma de las partes de SD y SI,

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_R} \right)_{SI+SD} = \frac{d\sigma^{SI}}{dE_R} + \frac{d\sigma^{SD}}{dE_R}. \quad (5.1.2)$$

Un experimento de detección directa de materia oscura, puede no medir el valor real de la energía de retroceso, ya que este valor esta disminuido por un factor q_x , es decir,

$$E = q_x E_R, \quad (5.1.3)$$

en donde E es la energía que mide el experimento, y E_R es el valor real de la energía. El factor q_x varia dependiendo del núcleo.

Por otra parte, el movimiento periódico de la tierra alrededor del sol, impacta en la tasa de detección en los experimentos, a esto se le llama modulación anual. Dependiendo de la ubicación de la tierra con respecto al sol, hay un cambio aparente en la dirección del viento de materia oscura proveniente del halo de materia oscura en la vía Láctea, en

la dirección de la constelación Cygnus. El movimiento rotacional de la Tierra también introduce una anisotropía en la llegada de materia oscura.

La detección directa de materia oscura es un reto, debido a que su interacción con la materia ordinaria es muy débil, por lo que el valor de la energía de retroceso sería muy baja. El principal obstáculo a superar es la cantidad de eventos de fondo que se pueden detectar para poder reconocer la señal. Sin embargo, los experimentos de detección de materia oscura están diseñados para detectar esta energía de retroceso que ronda alrededor de los keV , y así mismo, encontrar la masa de la materia oscura.

El ruido que se genera si se supone una energía de retroceso mayor a 100 keV, puede provenir tanto de los isótopos radioactivos en el material como de electrones (e^-), rayos gamma (γ) y partículas alpha (α) o la radiación natural de neutrones. Estos ruidos se pueden disminuir mediante la utilización de distintos tipos de materiales como el plomo y el cobre, para disminuir rayos γ o bien el agua, polietileno y elementos ricos en hidrógeno para el caso de los neutrones.

La elección del material detector también es un aspecto a tomar en cuenta en los experimentos de detección directa. Estos pueden ser de Ge, Fl, Xe o Ar, por dar el ejemplo de los más comunes. Algunos experimentos de detección directa son superCDMS, DAMA-LIBRA, EDELWEISS, LUX-ZEPLIN y PICO [Agnese et al., 2017, Bernabei et al., 2014, Kozlov, 2017, Akerib et al., 2015, Amole et al., 2017].

5.1.2. Detección Indirecta

Los experimentos de detección indirecta buscan típicamente los productos del decaimiento de la materia oscura o de su auto aniquilación. La dificultad en este tipo de experimentos radica en que hay varias fuentes astrofísicas que pueden imitar la señal de la materia oscura. La detección de ondas gravitacionales abre una nueva posibilidad de observar la materia oscura.

Algunos de los experimentos que buscan materia oscura a través de detección indirecta son MAGIC, HESS, ICECUBE y HAWC [Doro, 2017, Rinchiuso and Moulin, 2017, Aartsen et al., 2018, Albert et al., 2018] .

5.2. Interacción de la sección eficaz mediante el momento anapolar

El momento anapolar tiene importantes implicaciones para la búsqueda de materia oscura, dado que los candidatos a materia oscura pueden tener acoplamientos con los espines nucleares. Mediante detección directa es posible obtener las secciones eficaces resultantes, donde el valor del momento anapolar o sus límites pueden ser extraídos. Varios estudios que consideran la interacción del momento anapolar y la materia oscura han sido realizados en los últimos años [Cabral-Rosetti et al., 2016, Ho and Scherrer, 2013, Del Nobile et al., 2014, Kopp et al., 2014, Gao et al., 2014].

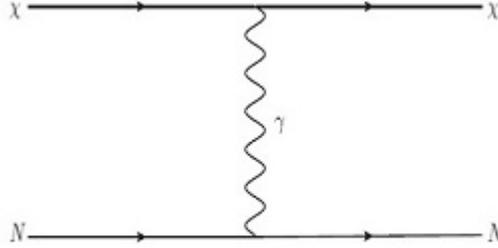


Figura 5.1: Diagrama de Feynman para el proceso de dispersión materia oscura - núcleo.

La interacción de la materia oscura con algún núcleo está dada por el proceso ilustrado en el diagrama de Feynman en la Figura 5.1. En este proceso, la sección eficaz diferencial para una interacción anapolar está dada por [Kopp et al., 2014]:

$$\frac{d\sigma_{\chi N}^{anapole}}{dE_R} = 4\alpha\mathcal{A}^2 Z^2 [F_E(\mathbf{q}^2)]^2 \left[2m_N - \left(1 + \frac{m_N}{m_\chi}\right)^2 \frac{E_R}{v^2} \right] + 4\mathcal{A}^2 d_A^2 [F_S(\mathbf{q}^2)]^2 \left(\frac{J+1}{3J} \right) \frac{2E_R m_N^2}{\pi v^2}, \quad (5.2.1)$$

en donde \mathcal{A} (Ver ecuación 4.4.6) es el valor del momento anapolar, $\mathbf{q}^2 = 2m_N E_R$, m_N es la masa del núcleo, E_R es la energía de retroceso con un valor típico $\sim 1keV - 100keV$, m_χ la masa del candidato a materia oscura, d_A^2 es el momento dipolar nuclear, J es el espín nuclear, $\alpha \simeq 1/137$ es la constante de estructura fina y v es la velocidad de la partícula de materia oscura. En una colisión elástica,

$$v_{min} = \sqrt{\frac{m_N E_R}{2\mu_N^2}}, \quad (5.2.2)$$

donde μ_N es la masa reducida de la masa de la materia oscura con la masa nuclear.

En la ecuación (5.2.1), la primera parte corresponde a la interacción con la carga nuclear, mientras que la segunda parte contiene la dependencia del espín y la interacción con el campo magnético nuclear. $F_E(\mathbf{q}^2)$ y $F_S(\mathbf{q}^2)$ son los factores de forma eléctrico y de espín respectivamente, en donde $F_E^2(\mathbf{q}^2)$ es el factor de forma de Helm, expresado en la ecuación (5.1.1).

El factor de forma del espín esta relacionado con el contenido de los espines de los quarks en el nucleón [Lewin and Smith, 1996]. Equivalentemente a la ecuación (5.2.1) propuesta por Kopp, se pueden encontrar en la literatura algunas alternativas a la sección eficaz mediante la interacción del momento anapolar [Ho and Scherrer, 2013, Del Nobile et al., 2014, Fitzpatrick and Zurek, 2010, Frandsen et al., 2013], si bien, estas difieren en algunos términos.

Tal es el caso de [Del Nobile et al., 2014], en donde se hace uso del factor de forma magnético $F_M^2(\mathbf{q}^2)$, en lugar de utilizar el factor de forma de espín. $F_M^2(\mathbf{q}^2)$ tiene contribuciones de las corrientes magnéticas debidas al movimiento orbital de los protones, así como de los momentos magnéticos de los nucleones, sin embargo, este solo resulta relevante cuando el núcleo objetivo es sodio [Del Nobile et al., 2014]. En la tabla 5.1 se muestran los valores de $F_E(\mathbf{q}^2)$ y $F_S(\mathbf{q}^2)$ para varios isotopos.

Elemento	m_N	Z	$F_E(\mathbf{q}^2)$	$F_S(\mathbf{q}^2)$	J
Fluor	18.998403	9	2.29189	0.75	1/2
Sodio	22.989769	11	2.57734	0.15	3/2
$^{129}\text{Xenon}$	128.90478	54	5.67436	0.75	1/2
$^{131}\text{Xenon}$	131.293	54	5.63435	0.15	3/2

Tabla 5.1: Valores de la masa del núcleo m_N , el número atómico Z , el factor de Helm $F_E(\mathbf{q}^2)$, el factor de forma de espín $F_S(\mathbf{q}^2)$ y el espín J para Fluor, Sodio, $^{129}\text{Xenon}$ y $^{131}\text{Xenon}$.

5.3. El experimento PICO

PICO es un experimento de búsqueda de materia oscura mediante detección directa. Surgió en el año 2013 de los experimentos PICASSO y COUPP.

El experimento PICASSO fue una colaboración internacional y estuvo situado en

5. DETECCIÓN DIRECTA

Canadá, el cual era predominantemente sensitivo a las interacciones dependientes del espín de las WIMP's con átomos de fluor. Por otra parte, COUPP fue un experimento similar que usaba trifluoriodometano, CF_3I , como medio.

El experimento PICO esta ubicado en SNOLAB, en Canadá, y consiste en una cámara de burbujas con clorofluorocarbono como masa activa. Una cámara de burbujas consiste en un recipiente lleno de un líquido sobrecalentado, al cual se le conoce como masa activa, en donde se pueden detectar partículas cargadas electricamente. A diferencia de una cámara de burbujas tradicional las cámaras de burbujas del experimento PICO pueden permanecer activas mucho más tiempo. Cuando se deposita suficiente energía en una gota de masa activa debido a radiación ionizada, la gota sufre una transición de fase y se convierte en una burbuja de gas.

La colaboración PICO usa cámaras de burbujas operan en condiciones termodinámicas a las cuales no tienen sensibilidad a la radicación gamma y beta. La supresión de fondo adicional se logra mediante la medición acústica que emite la burbuja, permitiendo diferenciar entre las señales que provienen de decaimientos alpha y las señales producidas por un retroceso nuclear. Detectores supercalentados ricos en fluor han proporcionado, de forma consistente, las restricciones más fuertes para las interacciones WIMP - protón dependientes del espín.

El experimento PICO-60 es actualmente la cámara de burbujas más grande en operación. Para la segunda corrida del experimento, iniciada en verano del 2016, se lleno la cámara con C_3F_8 , octafluoropropano, para incrementar la sensibilidad a interacciones dependientes del espín. Debido a que estos experimentos se encuentran bajo tierra, los eventos de fondo disminuyen significativamente. Adicionalmente, el experimento se encuentra rodeado por un escudo de agua que absorbe los neutrones provenientes de la roca que rodea el laboratorio [Amole et al., 2017]. Los resultados obtenidos por esta colaboración se pueden observar en la Figura 5.2.

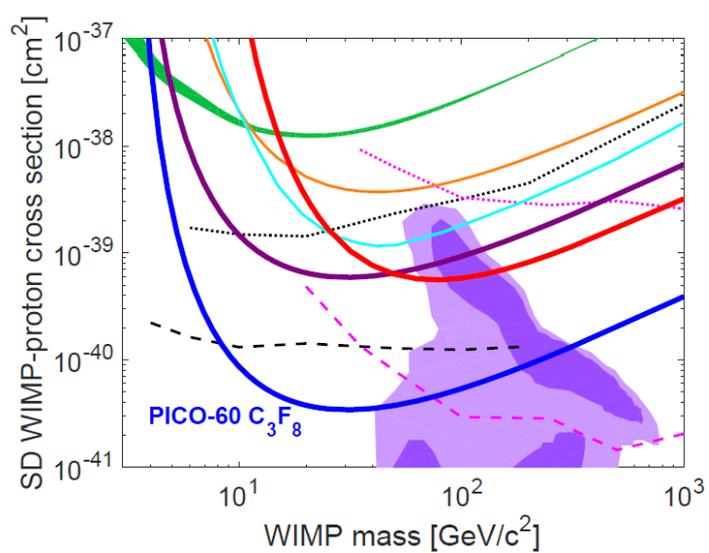


Figura 5.2: Límites para sección eficaz de espín dependiente contra la masa. Los límites obtenidos por el experimento de PICO-60 C₃F₈ se muestran en color azul. La región púrpura representa el espacio de parámetros del cMSSM [Amole et al., 2017].

Perspectivas experimentales para los límites de la interacción anapolar dependiente del espín

A fin de medir el momento anapolar del neutralino, es necesario un experimento de detección directa [Cabral-Rosetti et al., 2016]. Debido a que el experimento de PICO-60 tienen sensibilidad al espín [Amole et al., 2017], es necesario buscar que la interacción sea de espín dependiente. Usando la sección eficaz diferencial dada por [Kopp et al., 2014] descrita en la ecuación (5.2.1), es posible poner límites al momento anapolar de la materia oscura. La ecuación (5.2.1) depende de los parámetros del modelo supersimétrico a través del valor del momento anapolar \mathcal{A} .

Para este estudio, se usaron datos del experimento de PICO-60, en donde el C_3F_8 es la masa activa de la cámara de burbujas. Debido a que el rango de energía de retroceso para la dispersión WIMP - nucleón se encuentra en un rango de entre 1 a 100 keV, se evaluó la sección eficaz descrita en la ecuación (5.2.1) usando los datos para el Fluor de la Tabla 5.1, en varios rangos de energía. Los valores para el momento anapolar y la masa del neutralino el candidato a materia oscura en el cMSSM, necesarios para calcular la sección eficaz, provienen de los resultados obtenidos por [Cabral-Rosetti et al., 2016], mediante la metodología descrita en el capítulo IV y realizando un barrido en el espacio de parámetros para $\tan \beta = 10$ y $\tan \beta = 50$, y fijando $A_0=0$ y μ positivo en todo momento, se fijan estos parámetros por que aunque el momento anapolar no parece depender de μ o A_0 , parece existir una dependencia ligera de $\tan \beta$.

De modo que las únicas variables en la ecuación (5.2.1), dado que todo lo demás resulta ser constante, son la energía de retroceso, la masa de la materia oscura y el valor del momento anapolar. Ya con los datos obtenidos de la masa del neutralino y del momento anapolar, se evaluó la sección eficaz (5.2.1) en los siguientes rangos: a) de

6. PERSPECTIVAS EXPERIMENTALES PARA LOS LÍMITES DE LA INTERACCIÓN ANAPOLAR DEPENDIENTE DEL ESPÍN

1 a 100 keV, b) de 1.1 a 5.5 keV y c) de 1.5 a 5.5 keV.

El rango a) se evaluó con intención de observar el resultado del rango mas general posible. De acuerdo con [Amole et al., 2017], el valor de la energía de retroceso se encuentra alrededor de 3.3 keV, de modo que en el caso del rango b) se el rango se encuentra en $3.3 \text{ keV} \pm 2.2$. Finalmente en el rango c), que aparentemente no varía mucho con respecto al b), se observó que casi todos los rangos entre estos dos valores, o bien reproducían los mismos resultados que el rango c) o el tiempo de computo se volvía excesivamente grande.

Estos resultados se observan en las Figuras 6.1a y 6.1b. En ambos casos se puede apreciar una variación entre los rangos a) y b), si bien es pequeña en comparación con los resultados obtenidos con el rango c). Así mismo, los valores de la sección eficaz para $\tan \beta=50$ son ligeramente más pequeños que para $\tan \beta=10$. En ambas Figuras 6.1, el rango a) se muestra en morado, el rango b) en verde y el rango c) en azul.

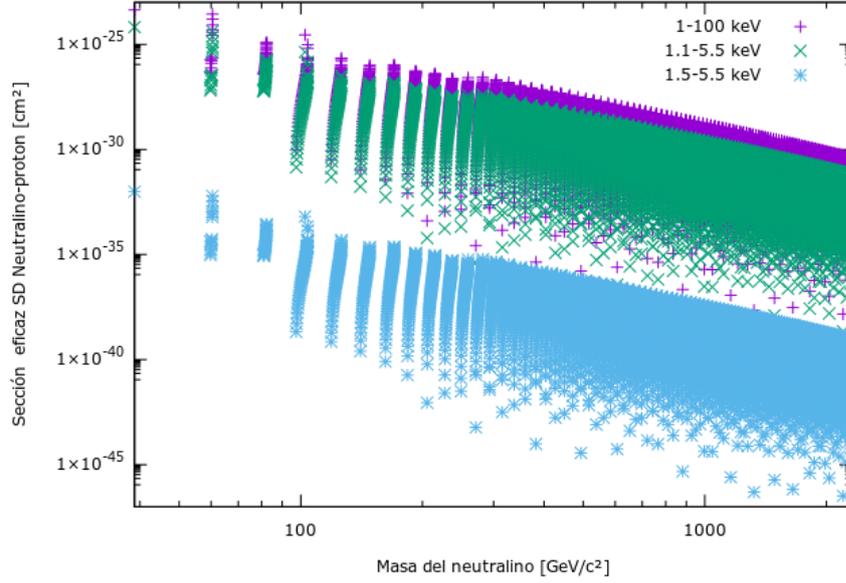
El rango c), que va de 1.5 a 5.5 keV es el que se usó posteriormente en todas las otras figuras. Esto debido a que no solo es el rango que más se acerca al valor de 3.3 keV dado por [Amole et al., 2017], también es el único que se encuentra debajo de los límites permitidos por PICO-60. Estos valores concuerdan con la región aceptada para el MSSM. En la Figura 6.2 se observa más claramente la variación entre $\tan \beta=50$ (en verde) y $\tan \beta=10$ (en morado). También se pueden apreciar los valores que se encuentran por debajo del límite de PICO-60 en azul.

Adicionalmente a los límites impuestos por PICO es necesario tomar en cuenta otras constricciones. En primer lugar, proveniente de los experimentos, existe la restricción a la masa del Higgs, en donde $m_h=125.8 \pm 0.6$ [ATL, 2013, Aad et al., 2012]. Sin embargo, tomando como referencia el trabajo de [Cabral-Rosetti et al., 2016], se utilizó un rango más relajado: $m_h=126 \pm 3$.

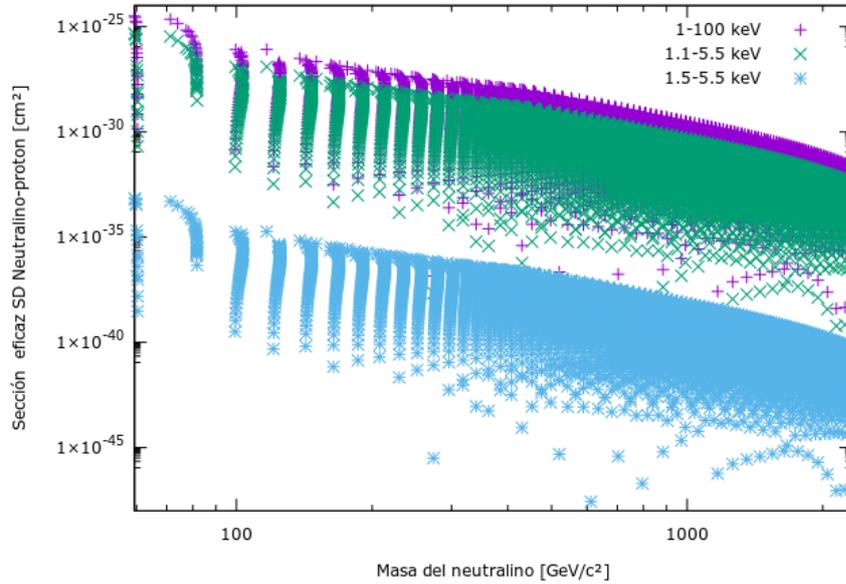
Otra restricción importante es la densidad reliquia de materia oscura. Esta densidad se calculó realizando un barrido en el espacio de parámetros mediante el software micrOMEGAS [Belanger et al., 2010]. De acuerdo a los últimos datos, el valor de la densidad reliquia es de $\Omega_{DM} h^2 \sim 0.1199 \pm 0.0022$ [Larson et al., 2011]. Al igual que con la restricción a la masa del Higgs, se usó un valor más relajado: $\Omega_{DM} h^2 < 0.12$.

Para considerar estas dos restricciones se utilizó tanto el software micrOMEGAS como Suspect. También se utilizaron los datos previamente calculados para la masa del neutralino. Después se filtraron los resultados de acuerdo a las condiciones previamente mencionadas: La masa del Higgs $m_h=126 \pm 3$ y la densidad reliquia $\Omega_{DM} h^2 < 0.12$ y se representan estos resultados en la Figura 6.3.

Los resultados obtenidos de la sección eficaz obtenida contra el valor de la masa del



(a) Resultados obtenidos para $\tan \beta = 10$.



(b) Resultados obtenidos para $\tan \beta = 50$.

Figura 6.1: Límites para la interacción de espín dependiente del momento anapolar de la dispersión de materia oscura con un núcleo de Fluor usando (a) $\tan \beta = 10$ y (b) $\tan \beta = 50$. En ambas Figuras, el rango de 1 a 100 keV en color morado, el rango de 1.1 a 5.5 keV en verde, y el rango de 1.5 a 5.5 keV en azul.

6. PERSPECTIVAS EXPERIMENTALES PARA LOS LÍMITES DE LA INTERACCIÓN ANAPOLAR DEPENDIENTE DEL ESPÍN

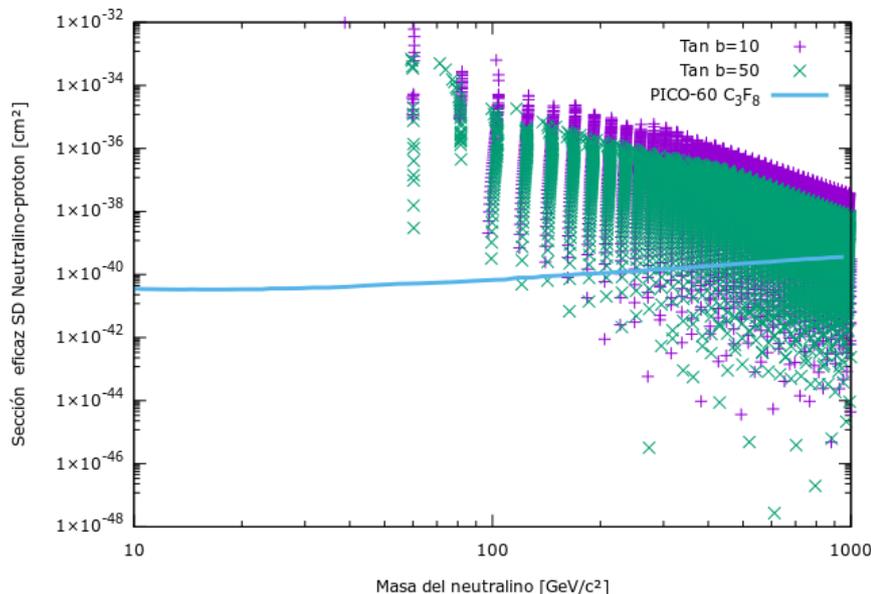


Figura 6.2: Comparación de la sección eficaz resultante con los resultados de PICO-60. Los datos en donde $\tan \beta=10$ se muestran en morado y los resultados para $\tan \beta=50$ en color verde. Los datos extraídos de [Amole et al., 2017] se muestran en azul. Se observa que tanto para $\tan \beta=10$ como para $\tan \beta=50$, se encuentra una región permitida por debajo de los límites impuestos por PICO-60

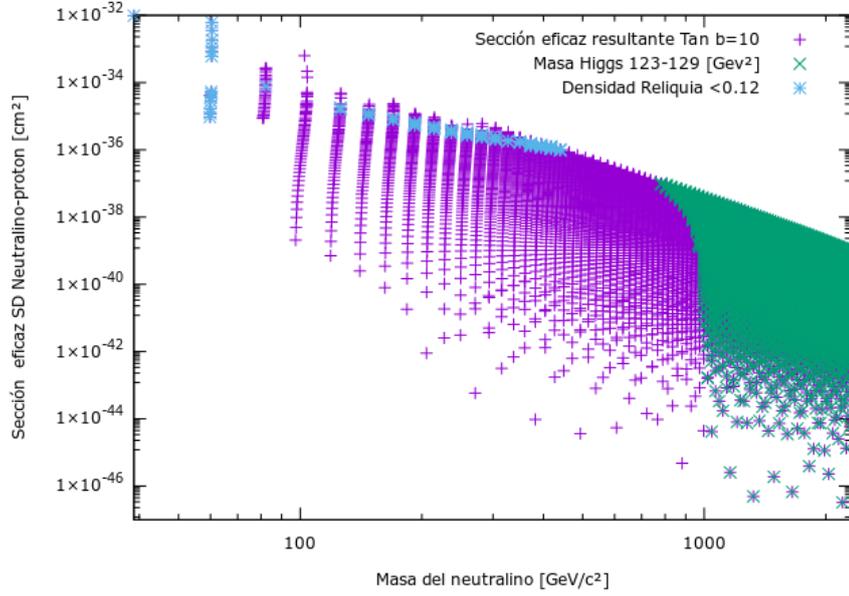
candidateo a materia oscura se muestran en color morado. En color verde se encuentran las regiones donde el valor de masa del Higgs se encuentra entre 123 y 129 GeV^2 . Finalmente, en color azul se encuentran las regiones donde la densidad reliquia es menor a 0.12. Para $\tan \beta=10$ no existe una región en donde coincidan las condiciones. Sin embargo, para $\tan \beta=50$, existen dos regiones en donde se traslapan las constricciones de la masa de Higgs y la densidad reliquia.

Aunque para $\tan \beta=10$ no existe ninguna región en donde se traslapan ambas restricciones, la de la masa del Higgs y la restricción de la densidad reliquia, existe una región permitida solo por la restricción a la masa del Higgs que se encuentra por debajo de los límites actuales de PICO-60, aunque no existe ninguna región en donde se cumpla la restricción a la densidad reliquia. Esto se puede ver representado en la Figura 6.4a.

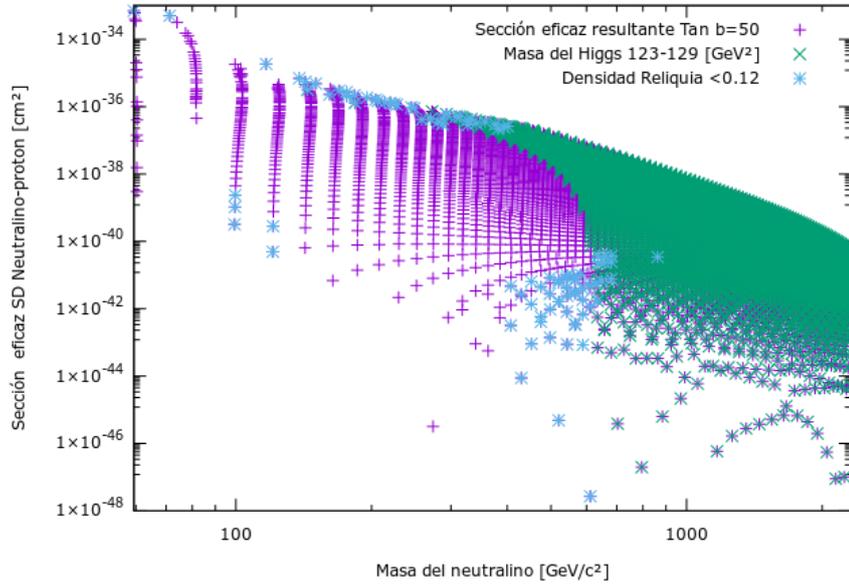
Para $\tan \beta=50$, sin embargo, una de estas regiones en donde se traslapan ambas condiciones se encuentra debajo del límite publicado por el experimento de PICO-60 [Amole et al., 2017], tal y como se observa en la Figura 6.4b, para masas de entre 600 y 700 GeV/c^2 . Pese a que el mSSM resulta ser demasiado constreñido, es posible

obtener resultados sobre el momento anapolar que se encuentran dentro del alcance de los experimentos de detección directa.

6. PERSPECTIVAS EXPERIMENTALES PARA LOS LÍMITES DE LA INTERACCIÓN ANAPOLAR DEPENDIENTE DEL ESPÍN

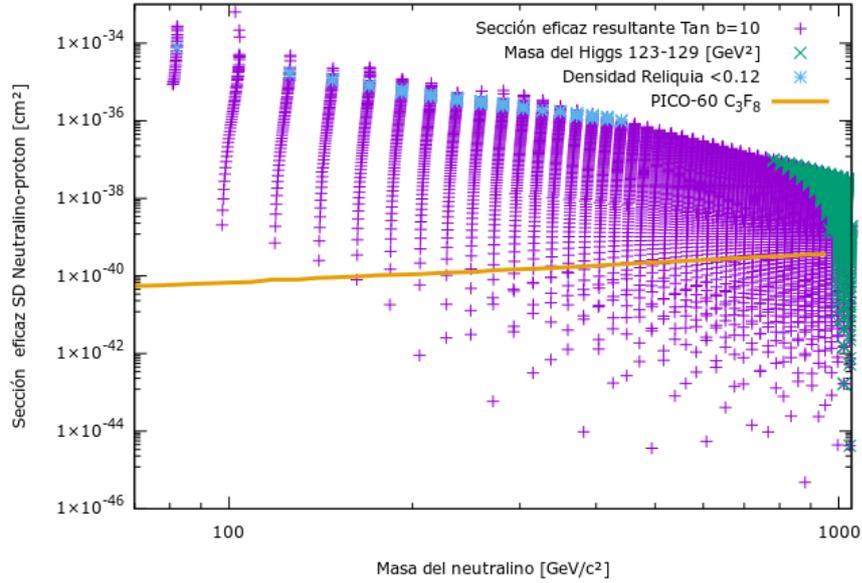


(a) Resultados obtenidos para $\tan \beta = 10$.

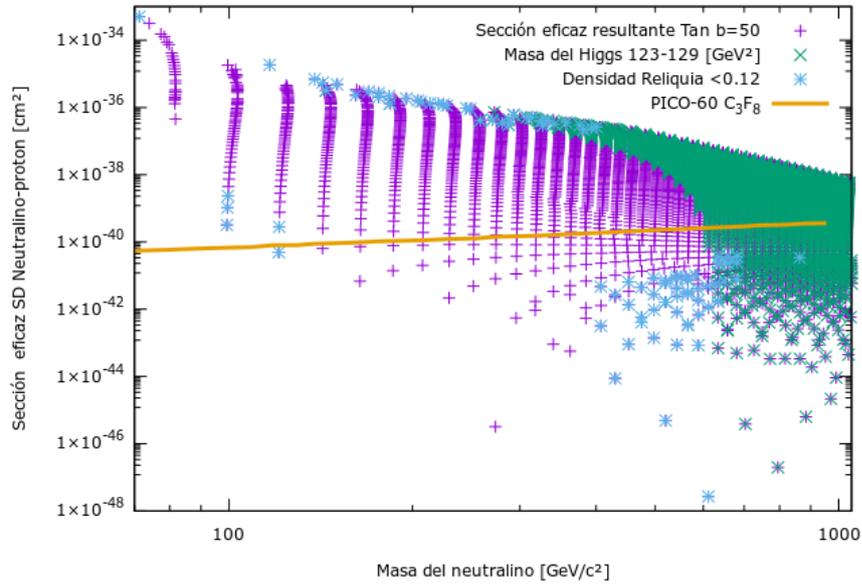


(b) Resultados obtenidos para $\tan \beta = 50$.

Figura 6.3: Resultados obtenidos para (a) $\tan \beta = 10$ y (b) $\tan \beta = 50$. En color verde se muestran los valores donde la masa de Higgs es 126 ± 3 . En azul se encuentra la región en donde la densidad reliquia es menor a 0.12, se puede observar que existen dos regiones en los resultados para $\tan \beta = 50$ en donde estas restricciones se traslapan.



(a) Resultados obtenidos para $\tan \beta=10$.



(b) Resultados obtenidos para $\tan \beta=50$.

Figura 6.4: Se puede observar que de las dos regiones en donde estas restricciones se traslapan para la Figura (b) solo una de las regiones se encuentra por debajo del límite publicado por PICO-60 [Amole et al., 2017], cuyos datos se muestran en amarillo. En azul se encuentra la región en donde la densidad reliquia es menor a 0.12 y en color verde se muestran los valores donde la masa de Higgs es 126 ± 3 .

Capítulo 7

Conclusiones

En este trabajo de tesis de maestría se calculó la sección eficaz mediante la interacción del momento anapolar tomando en cuenta la dependencia del espín y se compararon los resultados con los límites publicados por PICO-60. Dentro del marco del cMSSM los parámetros libres se reducen a 5 más los del modelo estandar, sin embargo es un modelo altamente constreñido por las observaciones. En este modelo las propiedades electromagnéticas del candidato favorecido, el neutralino, al ser una partícula de Majorana, son descritas unicamente mediante su factor de forma anapolar.

Usando los valores del momento anapolar que favorecen desde un inicio a escenarios donde $\tan\beta=50$, se calculó la sección eficaz usando los datos del experimento de PICO-60 para hacer la comparación. Los resultados se encuentran dentro de los límites actuales y dentro de la región correspondiente a ~ 1000 GeV.

Añadiendo las constricciones de la densidad reliquia y la masa del Higgs se encontró una región debajo del limite de PICO-60, en donde se cumplen las constricciones para masas de entre 600 y 700 GeV.

Bibliografía

- [ATL, 2013] (2013). Combined measurements of the mass and signal strength of the Higgs-like boson with the ATLAS detector using up to 25 fb^{-1} of proton-proton collision data. [48](#)
- [Aad et al., 2012] Aad, G. et al. (2012). 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. [48](#)
- [Aartsen et al., 2018] Aartsen, M. G. et al. (2018). Search for neutrinos from decaying dark matter with IceCube. [41](#)
- [Ade et al., 2016] Ade, P. A. R. et al. (2016). Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 594:A13.
- [Agnese et al., 2017] Agnese, R. et al. (2017). Projected Sensitivity of the SuperCDMS SNOLAB experiment. *Phys. Rev.*, D95(8):082002. [41](#)
- [Aitchison, 2005] Aitchison, I. J. R. (2005). Supersymmetry and the MSSM: An Elementary introduction. [3](#)
- [Akerib et al., 2015] Akerib, D. S. et al. (2015). LUX-ZEPLIN (LZ) Conceptual Design Report. [41](#)
- [Albert et al., 2018] Albert, A. et al. (2018). Search for Dark Matter Gamma-ray Emission from the Andromeda Galaxy with the High-Altitude Water Cherenkov Observatory. *JCAP*, 1806(06):043. [41](#)
- [Alves et al., 2018] Alves, A., Santos, A. C. O., and Sinha, K. (2018). Collider Detection of Dark Matter Electromagnetic Anapole Moments. *Phys. Rev.*, D97(5):055023.
- [Amole et al., 2017] Amole, C. et al. (2017). Dark Matter Search Results from the PICO-60 C_3F_8 Bubble Chamber. *Phys. Rev. Lett.*, 118(25):251301. [2](#), [41](#), [44](#), [45](#), [47](#), [48](#), [50](#), [53](#)

BIBLIOGRAFÍA

- [Begeman et al., 1991] Begeman, K. G., Broeils, A. H., and Sanders, R. H. (1991). Extended rotation curves of spiral galaxies: Dark haloes and modified dynamics. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 249:523. [24](#)
- [Belanger et al., 2002] Belanger, G., Boudjema, F., Pukhov, A., and Semenov, A. (2002). MicrOMEGAs: A Program for calculating the relic density in the MSSM. *Comput. Phys. Commun.*, 149:103–120. [29](#)
- [Belanger et al., 2010] Belanger, G., Boudjema, F., Pukhov, A., and Semenov, A. (2010). micrOMEGAs: A Tool for dark matter studies. *Nuovo Cim.*, C033N2:111–116. [48](#)
- [Bernabei et al., 2014] Bernabei, R. et al. (2014). Model independent result on possible diurnal effect in DAMA/LIBRA-phase1. *Eur. Phys. J.*, C74(3):2827. [41](#)
- [Boudjema et al., 1989] Boudjema, F., Hamzaoui, C., Rahal, V., and Ren, H. C. (1989). Electromagnetic Properties of Generalized Majorana Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 62:852. [33](#)
- [Cabral-Rosetti et al., 2012] Cabral-Rosetti, L. G., Mondragon, M., and Reyes-Perez, E. (2012). Toroidal Dipole Moment of the Lightest Neutralino in the cMSSM. *Nucl. Phys.* [31](#)
- [Cabral-Rosetti et al., 2016] Cabral-Rosetti, L. G., Mondragón, M., and Reyes-Pérez, E. (2016). Anapole moment of the lightest neutralino in the cMSSM. *Nucl. Phys.*, B907:1–17. [2](#), [32](#), [34](#), [35](#), [36](#), [42](#), [47](#), [48](#)
- [Coleman and Mandula, 1967] Coleman, S. R. and Mandula, J. (1967). All Possible Symmetries of the S Matrix. *Phys. Rev.*, 159:1251–1256. [5](#)
- [Del Nobile et al., 2014] Del Nobile, E., Gelmini, G. B., Gondolo, P., and Huh, J.-H. (2014). Direct detection of Light Anapole and Magnetic Dipole DM. *JCAP*, 1406:002. [42](#), [43](#)
- [Del Nobile et al., 2012] Del Nobile, E., Kouvaris, C., Panci, P., Sannino, F., and Virkajarvi, J. (2012). Light Magnetic Dark Matter in Direct Detection Searches. *JCAP*, 1208:010. [31](#)
- [Doro, 2017] Doro, M. (2017). A review of the past and present MAGIC dark matter search program and a glimpse at the future. In *25th European Cosmic Ray Symposium (ECRS 2016) Turin, Italy, September 04-09, 2016*. [41](#)
- [Dubovik and Kuznetsov, 1998] Dubovik, V. M. and Kuznetsov, V. E. (1998). The Toroid moment of Majorana neutrino. *Int. J. Mod. Phys.*, A13:5257–5278. [33](#)
- [Duda et al., 2007] Duda, G., Kemper, A., and Gondolo, P. (2007). Model Independent Form Factors for Spin Independent Neutralino-Nucleon Scattering from Elastic Electron Scattering Data. *JCAP*, 0704:012. [40](#)

-
- [Ellis et al., 1984] Ellis, J. R., Hagelin, J. S., Nanopoulos, D. V., Olive, K. A., and Srednicki, M. (1984). Supersymmetric Relics from the Big Bang. *Nucl. Phys.*, B238:453–476. [223(1983)]. 28
- [Feng, 2003] Feng, J. L. (2003). Supersymmetry and cosmology. *eConf*, C0307282:L11. 29
- [Feng, 2010] Feng, J. L. (2010). Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 48:495–545. 29
- [Fischer, 2011] Fischer, E. (2011). The Properties of dark matter. 26
- [Fitzpatrick and Zurek, 2010] Fitzpatrick, A. L. and Zurek, K. M. (2010). Dark Moments and the DAMA-CoGeNT Puzzle. *Phys. Rev.*, D82:075004. 40, 43
- [Frandsen et al., 2013] Frandsen, M. T., Kahlhoefer, F., McCabe, C., Sarkar, S., and Schmidt-Hoberg, K. (2013). The unbearable lightness of being: CDMS versus XENON. *JCAP*, 1307:023. 43
- [Gao et al., 2014] Gao, Y., Ho, C. M., and Scherrer, R. J. (2014). Anapole Dark Matter at the LHC. *Phys. Rev.*, D89(4):045006. 42
- [Gardner, 2009] Gardner, S. (2009). Shedding Light on Dark Matter: A Faraday Rotation Experiment to Limit a Dark Magnetic Moment. *Phys. Rev.*, D79:055007.
- [Gardner and Fuller, 2013] Gardner, S. and Fuller, G. (2013). Dark Matter Studies Entrain Nuclear Physics. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 71:167–184. 27
- [Gondolo et al., 2000] Gondolo, P., Edsjo, J., Bergstrom, L., Ullio, P., and Baltz, E. A. (2000). DarkSUSY: A Numerical package for dark matter calculations in the MSSM. In *Proceedings, 3rd International Workshop on The identification of dark matter (IDM 2000): York, UK, September 18-22, 2000*, pages 318–323. 29
- [Gresham and Zurek, 2014] Gresham, M. I. and Zurek, K. M. (2014). Light Dark Matter Anomalies After LUX. *Phys. Rev.*, D89(1):016017.
- [Haag et al., 1975] Haag, R., Sohnius, M., and Łopuszański, J. (1975). All possible generators of supersymmetries of the S-matrix. *Nuclear Physics B*, pages 257–274. 5
- [Helm, 1956] Helm, R. H. (1956). Inelastic and Elastic Scattering of 187-Mev Electrons from Selected Even-Even Nuclei. *Phys. Rev.*, 104:1466–1475. 40
- [Ho and Scherrer, 2013] Ho, C. M. and Scherrer, R. J. (2013). Anapole Dark Matter. *Phys. Lett.*, B722:341–346. 31, 32, 42, 43
- [Hooper, 2010] Hooper, D. (2010). Particle Dark Matter. In *Proceedings of Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics on The dawn of the LHC era (TASI 2008): Boulder, USA, June 2-27, 2008*, pages 709–764.
-

BIBLIOGRAFÍA

- [Jungman et al., 1996] Jungman, G., Kamionkowski, M., and Griest, K. (1996). Supersymmetric dark matter. *Phys. Rept.*, 267:195–373. [25](#), [28](#)
- [Karagiannakis et al., 2012] Karagiannakis, N., Lazarides, G., and Pallis, C. (2012). Dark Matter and Higgs Mass in the CMSSM with Yukawa Quasi-Unification. *J. Phys. Conf. Ser.*, 384:012012.
- [Kopp et al., 2014] Kopp, J., Michaels, L., and Smirnov, J. (2014). Loopy Constraints on Leptophilic Dark Matter and Internal Bremsstrahlung. *JCAP*, 1404:022. [42](#), [47](#)
- [Kozlov, 2017] Kozlov, V. (2017). Direct Dark Matter Search With Edelweiss-III: Recent Results and Future Prospects. In *Proceedings, 17th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics: Moscow, Russia, August 20-26, 2015*, pages 340–344. [41](#)
- [Larson et al., 2011] Larson, D. et al. (2011). Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Power Spectra and WMAP-Derived Parameters. *Astrophys. J. Suppl.*, 192:16. [25](#), [48](#)
- [Lewin and Smith, 1996] Lewin, J. D. and Smith, P. F. (1996). Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astropart. Phys.*, 6:87–112. [43](#)
- [Majumdar, 2015] Majumdar, D. (2015). *Dark matter: an introduction*. CRC Press, Boca Raton, FL. [26](#)
- [Martin, 1997] Martin, S. P. (1997). A Supersymmetry primer. pages 1–98. [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.18,1(1998)]. [3](#), [28](#)
- [Perkins, 2000] Perkins, D. H. (2000). *Introduction to high energy physics; 4th ed.* Cambridge Univ. Press, Cambridge. [25](#)
- [Pospelov and ter Veldhuis, 2000] Pospelov, M. and ter Veldhuis, T. (2000). Direct and indirect limits on the electromagnetic form-factors of WIMPs. *Phys. Lett.*, B480:181–186. [31](#)
- [Radescu, 1985] Radescu, E. E. (1985). Comments on the Electromagnetic Properties of Majorana Fermions. *Phys. Rev.*, D32:1266. [33](#)
- [Rinchiuso and Moulin, 2017] Rinchiuso, L. and Moulin, E. (2017). Dark matter searches toward the Galactic Centre halo with H.E.S.S. In *Proceedings, 52nd Rencontres de Moriond on Very High Energy Phenomena in the Universe: La Thuile, Italy, March 18-25, 2017*, pages 255–262. [41](#)
- [Rubin and Ford, 1970] Rubin, V. C. and Ford, Jr., W. K. (1970). Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *Astrophys. J.*, 159:379–403. [23](#), [24](#)

- [Shah,] Shah, N. R. Minimal supersymmetric standard model (mssm).
- [Wood et al., 1997] Wood, C. S., Bennett, S. C., Cho, D., Masterson, B. P., Roberts, J. L., Tanner, C. E., and Wieman, C. E. (1997). Measurement of parity nonconservation and an anapole moment in cesium. *Science*, 275:1759–1763. [31](#)
- [Zeldovich, 1957] Zeldovich, Y. (1957). Electromagnetic interaction with parity violation. *Zh. Eksp. Teor.*, 33:1531. [31](#)
- [Zwicky, 1933] Zwicky, F. (1933). Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helv. Phys. Acta*, 6:110–127. [Gen. Rel. Grav.41,207(2009)]. [23](#)