



Facultad de Ciencias
**Astronómicas
y Geofísicas**
UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

ESTUDIO DE MODELOS DE MATERIA OSCURA
LEPTÓNICA FRÍA Y SUS EFECTOS EN
ESCENARIOS DE INTERÉS COSMOLÓGICO

Keiko J. Fushimi

Director: Osvaldo Civitarese
Co-Directora: Mercedes Mosquera

TESIS PRESENTADA PARA OPTAR POR EL GRADO DE
DOCTORA EN ASTRONOMÍA

FACULTAD DE CIENCIAS ASTRONÓMICAS Y GEOFÍSICAS
UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

LA PLATA, ARGENTINA
OCTUBRE 2021

Índice general

1. Introducción	5
1.1. Evidencias sobre la existencia de materia oscura en el Universo	5
1.2. Composición de la materia oscura: posibles candidatos	7
1.3. Detección de materia oscura	12
1.4. Objetivos de esta tesis doctoral	15
2. Supersimetría como alternativa al Modelo Estándar de Partículas	19
2.1. Escala de energía de la supersimetría	21
2.2. Modelo de materia oscura	23
2.3. Lagrangiano efectivo	24
3. Cálculo de la sección eficaz de dispersión	29
3.1. Caso escalar	32
3.2. Caso axial-vectorial	34
3.3. Sección eficaz con nucleones	35
4. Detección de materia oscura	37
4.1. Componente nuclear	38
4.1.1. Contribución independiente del spin	38
4.1.1.1. Factor de forma nuclear	39
4.1.2. Contribución dependiente del spin	40
4.2. Componente astrofísica	46
4.2.1. Medición en Tierra y su dependencia con la posición del laboratorio	48
4.3. Tasa de retroceso en función de la modulación anual y diurna	51
4.4. Detectores de materia oscura	53
5. Resultados I: Sección eficaz	59
5.1. Contribución escalar	60
5.1.1. Caso neutralinos pesados	60
5.1.2. Caso neutralinos livianos	62
5.2. Contribución axial-vectorial	64
5.2.1. Caso neutralinos pesados	64

5.2.2.	Caso neutralinos livianos	68
5.3.	Comparación de resultados obtenidos en esta tesis con otros métodos de detección	72
5.3.1.	Comparación con resultados de aceleradores	72
5.3.2.	Comparación con resultados provenientes de métodos indirectos	75
5.3.3.	El fondo de neutrinos	75
6.	Resultados II: Tasa de reacciones y su modulación	79
6.1.	Comparación de señales entre laboratorios	80
6.1.1.	Contribución independiente del spin (escalar)	80
6.1.1.1.	Caso neutralinos pesados	81
6.1.1.2.	Caso neutralinos livianos	88
6.1.2.	Contribución dependiente del spin (A-V)	94
6.1.2.1.	Caso neutralinos pesados	97
6.1.2.2.	Caso neutralinos livianos	101
7.	Conclusiones	107
A.	Diagonalización de la matriz de masa del neutralino	111
B.	Cálculo de amplitudes	115
B.1.	Caso escalar	115
B.2.	Caso axial-vectorial	116
B.3.	Propiedades de las trazas de las matrices γ	117
C.	Integrales para el cálculo de secciones eficaces	119
C.1.	Integrales para diagramas tipo t	119
C.2.	Integrales para diagramas tipo s	125
	Bibliografía	127

Abreviaciones

Lista de abreviaciones usadas en esta tesis:

- **CMB**: Fondo cósmico de microondas (*Cosmic Microwave Background*)
- **DM**: Materia oscura (*Dark matter*)
- **EW**: Electrodébil (*Electroweak*)
- **GUT**: Teoría de Gran Unificación (*Grand Unified Theory*)
- **LSR**: Sistema de reposo local (*Local Standard of Rest*)
- **MACHO**: Objeto astrofísico masivo de halo compacto (*Massive astrophysical compact halo objects*)
- **MSSM**: Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo (*Minimal Supersymmetric Standard Model*)
- **PDG**: Grupo de datos de partículas (*Particle Data Group*)
- **SM**: Modelo estándar (*Standard Model*)
- **SUSY**: Supersimetría (*Supersymmetry*)
- **WIMP**: Partícula masiva débilmente interactuante (*Weakly interacting massive particle*)
- **Neutralino**: Cualquier combinación de las partículas supersimétricas compañeras de los bosones de gauge (fotinos, higgsinos, gluinos, wino)

Resumen

En este trabajo estudiaremos un modelo de materia oscura y su posible detección en detectores que usan métodos directos. Para esto analizamos la interacción entre materia oscura y quarks y posteriormente nucleones y núcleos.

Tomaremos como referencia extensiones mínimas de modelos supersimétricos, al tipo del modelo MSSM y extensiones similares. Desarrollaremos el formalismo necesario para calcular la sección eficaz de interacción entre los WIMPs (partícula masiva débilmente interactuante) y los quarks como función de los parámetros del modelo, tomaremos como partícula de materia oscura neutralinos (χ) de masas menores a 600 GeV. Consideraremos dos tipos de interacciones en el lagrangiano efectivo, la interacción escalar y la interacción axial-vectorial. Encontramos que en ambos tipos de interacción, la sección eficaz neutralino-nucleón decrece para valores crecientes del parámetro μ .

Para el caso de interacción escalar, la sección eficaz entre neutralino y neutrones es similar a la correspondiente a la interacción entre neutralino y protones. El mediador dominante es el Higgs más liviano. Por otro lado, encontramos que la sección eficaz disminuye al aumentar el parámetro $\tan\beta$. Hemos comparado las secciones eficaces calculadas con datos observacionales y estimaciones teóricas disponibles.

Para el caso de interacción axial-vectorial, encontramos que las secciones eficaces para neutrones y protones son diferentes y es más notoria para masas pequeñas del neutralino. El bosón mediador que domina el canal axial-vectorial es el Z . En este canal, la sección eficaz cambia al modificar el valor de $\tan\beta$ y este cambio depende del valor del parámetro μ y de la masa del neutralino.

A continuación, calculamos la tasa de reacciones posibles en un detector considerando dispersión elástica independiente y dependiente del spin. Encontramos que depende de la posición geográfica de los detectores, la fase de la señal depende de la longitud y la amplitud de la latitud. La mayor interacción entre la materia oscura y los núcleos del detector se da a bajas energías de retroceso, es por esto que es muy importante lograr una mayor sensibilidad en los detectores. Al estudiar la dependencia con los parámetros del modelo teórico utilizado, encontramos que a menor valor de μ la tasa de

reacciones aumenta.

Por último en base a los resultados obtenidos, concluimos que para el futuro laboratorio ANDES es conveniente utilizar un detector de xenón o iodo si se quiere medir la interacción independiente del spin, ya que las tasas de reacciones calculadas resultan ser las mayores. Mientras que si se busca medir la interacción dependiente del spin no podemos concluir qué material es el más conveniente, ya que tasa de interacción depende del modelo nuclear utilizado para calcular el contenido de spin.

Contribuciones originales de la tesis

1. Hemos calculado los valores de las secciones eficaces para la interacción neutralino-núcleo incluyendo explícitamente factores de forma nucleónicos y nucleares, analizado un rango amplio de masas para neutralinos en la extensión mínima de los modelos supersimétricos.
2. Hemos analizado, tal como lo propone el experimento DAMA la posible existencia de modulaciones debido a la existencia de materia oscura. Esta tesis aporta los primeros resultados obtenidos para laboratorios en el hemisferio sur, y hemos tomado para tal cálculo las coordenadas del futuro laboratorio ANDES.

Esta Tesis fue escrita y defendida en un contexto de pandemia mundial, no fue fácil. Es por esto que quiero darles un agradecimiento especial a mis directores Mercedes y Osvaldo, y a mi amiga y compañera de grupo Manu, por acompañarme durante este recorrido y estar para mí todas las veces que les necesite.

También le quiero agradecer a mi familia y amigos que siempre estuvieron presentes y fueron fundamentales.

Por último a la Facultad por darme el espacio para desarrollar mi trabajo.

Capítulo 1

Introducción

Desde hace mucho tiempo nos hemos preguntado sobre el origen del Universo y su composición. A lo largo de los años hubo diversos avances en técnicas experimentales para estudiar las estructuras a gran escala con telescopios espaciales. También para entender las pequeñas componentes que forman la materia (quarks y leptones) se han construido aceleradores de partículas. Estas preguntas abarcan desde la cosmología a la física de partículas elementales.

A finales del siglo XX, se dio un gran salto en el conocimiento sobre los constituyentes de la materia y las fuerzas con las que interactúan, sentando las bases de lo que conocemos hoy en día como el modelo estándar de partículas (*SM* standard model, por sus siglas en inglés). Sin embargo, quedan todavía muchas preguntas abiertas, una de ellas es cual es la naturaleza de la materia oscura que será el tema central de esta tesis.

1.1. Evidencias sobre la existencia de materia oscura en el Universo

A pesar que la materia oscura aún no se ha detectado directamente y sus propiedades siguen siendo en gran parte desconocidas, existen evidencias provenientes de observaciones astronómicas que sostienen que gran parte del Universo es oscuro. Algunas de las evidencias se presentan en las observaciones a escalas galácticas, de cúmulos de galaxias y de observables cosmológicos [1].

El astrónomo búlgaro Fritz Zwicky, en 1933, [2] estudió el corrimiento al rojo de las galaxias en el cúmulo Coma. A partir de sus mediciones determinó la velocidad de rotación de las galaxias y utilizando el teorema del virial calculó la masa total del cúmulo. Comparando sus resultados con la masa luminosa, estimada a partir de la cantidad de galaxias, encontró que la masa total del cúmulo era 400 veces mayor que la masa luminosa.

Por su parte en 1970 Vera Rubin y Kent Ford [3] midieron la curva de

rotación de la galaxia Andrómeda estudiando regiones de hidrógeno ionizado (HII) a diferentes distancias del centro galáctico. Al realizar un gráfico en función de la distancia al centro de la galaxia, notaron que fuera de la región central, la velocidad de rotación no obedecía la ley de Kepler, sino que era prácticamente constante (ver Figura 1.1), indicando la presencia de una masa no "luminosa". Al analizar estos resultados encontraron que la mayor cantidad de masa de la galaxia se encuentra localizada en la parte oscura del halo.

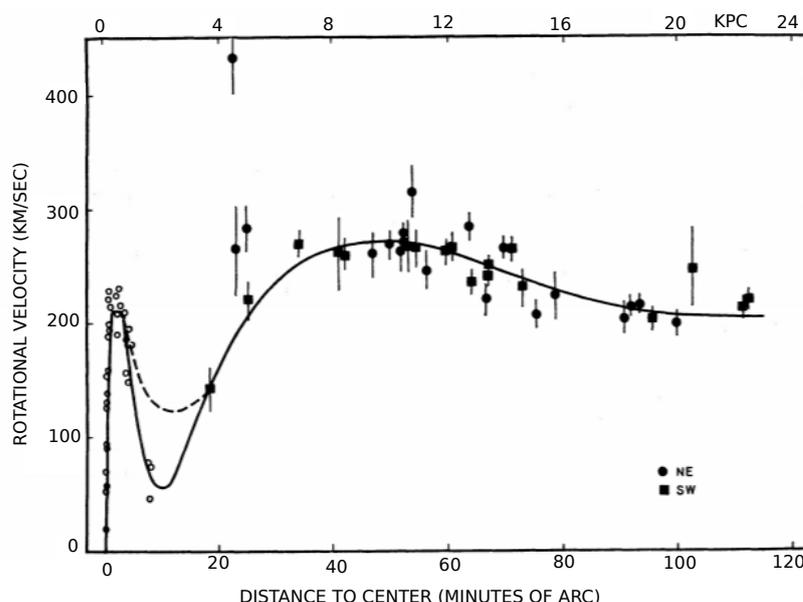


Figura 1.1: Curva de rotación de la galaxia Andrómeda (M31). Figura extraída de la referencia [3].

La existencia de materia oscura cuenta también con evidencias provenientes de lentes gravitacionales, ya que de acuerdo con la teoría general de la relatividad [4] las trayectorias de la luz se curvan en presencia de objetos masivos, tales como galaxias (materia visible, y en este caso materia oscura). La luz, al llegar al observador crea una imagen distorsionada de la fuente. Un claro ejemplo es el efecto producido por el Cúmulo Bala [5] que consiste en dos cúmulos de galaxias que han sufrido una colisión frontal. Las nubes de gas caliente (observadas a través de su emisión de rayos X) que contienen la mayor parte de la masa bariónica en ambos cúmulos, se han desacelerado en la colisión, mientras que el movimiento de las galaxias y los halos de materia oscura permanecieron casi intactos. El análisis del efecto de lente gravitacional muestra que el centro de masa de ambos cúmulos está claramente separado de las nubes de gas (Figura 1.2), indicando la presencia de una gran cantidad de masa adicional en ambos grupos. El Cúmulo Bala

es el primer ejemplo conocido de un sistema en el que la materia oscura y la componente bariónica se han separado [6].

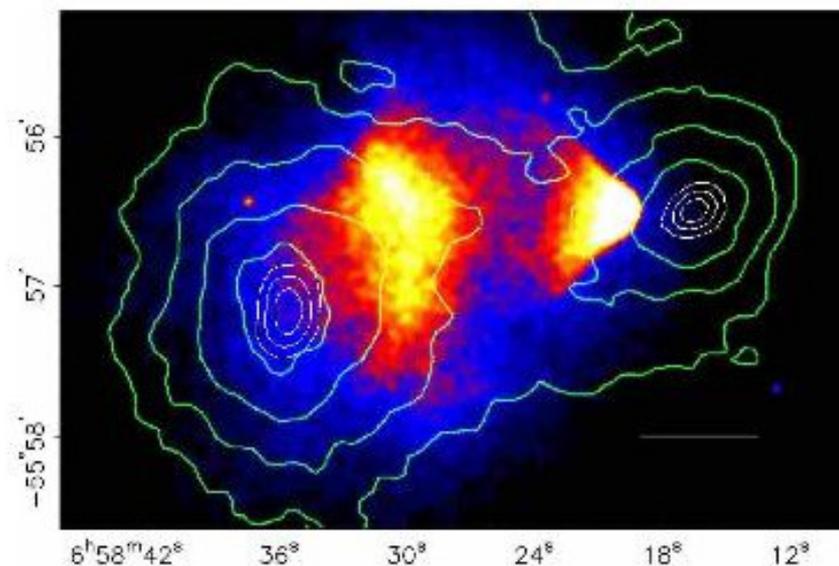


Figura 1.2: Imagen de rayos X del Cúmulo Bala obtenido por el Observatorio de rayos X Chandra, superpuesto con contornos de potencial gravitacional en verde. Figura extraída de la referencia [5].

A grandes escalas se observan evidencias de materia oscura al estudiar la distribución de grandes estructuras en el Universo y del fondo cósmico de microondas (CMB, Cosmic Microwave Background) [7]. El espectro de potencias del CMB es una de las pruebas más importantes hoy en día de la existencia de la materia oscura (ver figura 1.3) ya que la posición y amplitud de sus picos reflejan la composición del Universo primordial. En particular, el tercer pico es muy sensible a la cantidad total de materia oscura, mientras que la posición del primer pico muestra que el Universo es plano [1]. Las últimas mediciones de Planck arrojan una densidad de materia oscura relativa a la densidad crítica de $\Omega_{CDM} = 0.2589 \pm 0.0057$ [8].

1.2. Composición de la materia oscura: posibles candidatos

La naturaleza de la materia oscura aún no se ha establecido, sin embargo basándose en evidencias observacionales se puede clasificar a partir de sus constituyentes (tanto fermiónicas como bosónicas sobre toda la escala de

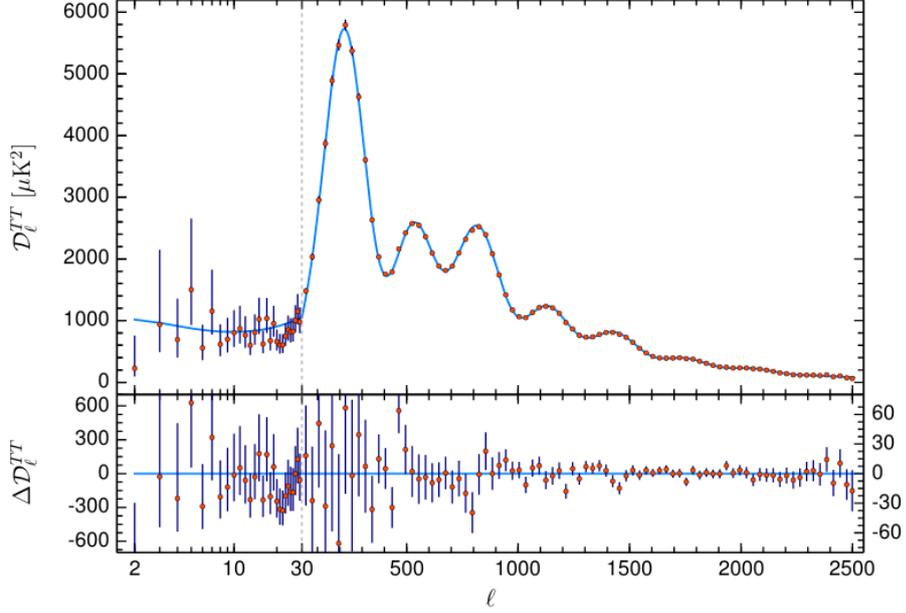


Figura 1.3: Espectro de potencia de CMB. Figura extraído de la referencia [8].

masas)¹, a partir de sus mecanismos de producción (térmicos o no-térmicos) o a partir de sus propiedades cinemáticas (frías, calientes o tibias) [9].

Si consideramos a la materia oscura como bariones, encontramos que los MACHOs (massive astrophysical halo objects), objetos compactos del espacio interestelar que producen el efecto de lentes gravitacionales sobre las estrellas del fondo son los principales candidatos. Algunos ejemplos son: los agujeros negros de origen estelar, las enanas blancas, estrellas débiles, enanas marrones, planetas [10]. Análisis de las observaciones de microlensing gravitacional [11], sobre el halo de nuestra galaxia muestran que los MACHOs podrían constituir el 20% de la materia oscura en la galaxia. Sin embargo los modelos que consideran que los MACHOs forman toda la materia oscura, están descartados [10]. Por otro lado la naturaleza bariónica de la materia oscura está descartada ya que los valores obtenidos por Planck [8] y WMAP [12] sugieren que el Universo está compuesto por un 26% de materia oscura descartando que la misma pueda ser bariónica (el Universo tiene 5% de materia bariónica).

La producción de materia oscura puede ocurrir por procesos térmicos o no térmicos. En el Universo primordial la materia oscura se encontraba en

¹algunos ejemplos de esta clasificación son los MACHOS, neutralinos, neutrinos estériles y ‘fuzzy dark matter’, respectivamente.

equilibrio térmico y químico con el plasma ya que las altas temperaturas hacían que los bariones y la materia oscura estuvieran en constante interacción. A medida que el Universo se expande, la temperatura disminuye al igual que la tasa de interacción entre las partículas. Si la tasa de interacción que involucra materia oscura es menor que la tasa de expansión del Universo, la materia oscura se desacopla del plasma [6, 13], fenómeno que se conoce como *freeze out*. A partir de ese momento la densidad comóvil de las partículas de materia oscura es constante como se observa en la Figura 1.4.

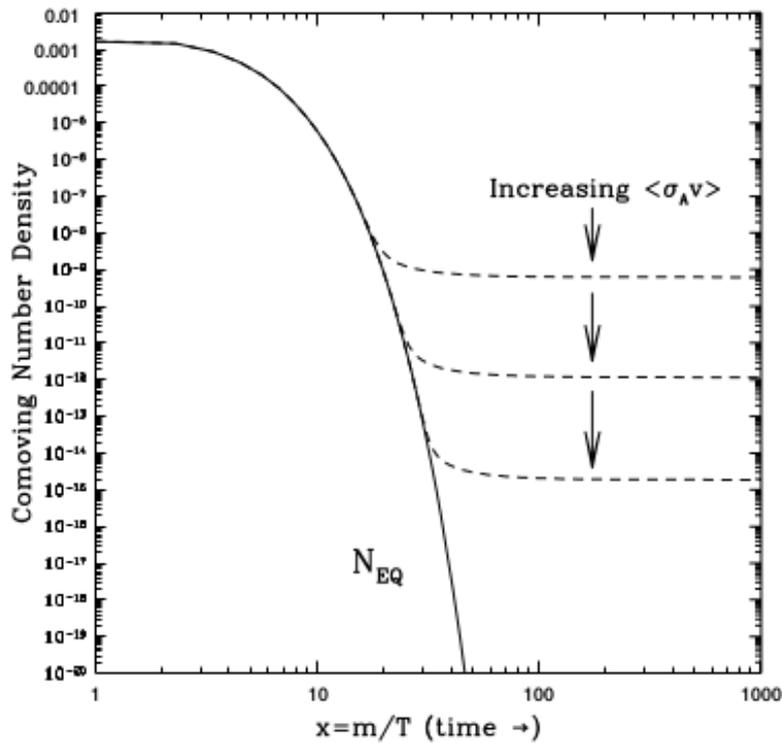


Figura 1.4: Densidad comóvil de las partículas de materia oscura para diferentes secciones eficaces de aniquilación de materia oscura. Figura extraída de la referencia [13]

Las partículas que se producen a través del desacople o del *freeze out*, son llamadas reliquias térmicas, cuyos candidatos más populares son los WIMPs (weakly interactive massive particles), partículas masivas débilmente interactuantes. Para obtener la densidad reliquia adecuada a las observaciones, la sección eficaz de aniquilación debe ser del orden de $\langle\sigma v\rangle \simeq 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$, que es el orden de magnitud que se espera para una partícula de 100 GeV de masa que interactúa a través de la fuerza electrodébil [14].

Así mismo la producción de materia oscura se pudo dar por procesos no térmicos como el decaimiento de otras partículas con mayor masa o a través de ciertas condiciones de simetría [14]. Puede que las partículas de materia oscura nunca hayan experimentado el equilibrio térmico y haberse producido de forma no térmica después del período de inflación. Se estima la posible masa de estas partículas del orden de $\sim 10^{13}$ GeV o más. A estos candidatos de materia oscura ultra pesados se los conoce como WIMPZILLAs [15]. Estas partículas podrían decaer en una escala de tiempo muy larga en rayos cósmicos muy energéticos [16]. Actualmente se están investigando las posibilidades de detectarlos en la próxima generación de experimentos de detección de rayos cósmicos [17].

La masa de las partículas de materia oscura y la temperatura de Universo en el momento en el que se desacoplaron del plasma cósmico determina si el movimiento de las partículas era relativista o no al momento del desacople. Esta velocidad es crucial para determinar el rol que juega la materia oscura en la formación de cúmulos de galaxias y estructuras a gran escala [9]. Podemos clasificarlas como: i) calientes; aquellas cuyas velocidades eran relativistas al momento del desacople (su masa era mucho menor que su energía cinética), ii) frías; aquellas cuyas velocidades no eran relativistas al momento de desacople (su masa era mayor que la temperatura del Universo), iii) tibias; cuyas velocidades no eran relativistas en esa época, pero tampoco despreciables. Las partículas calientes son muy livianas, las frías son partículas pesadas, mientras que las tibias se espera que su masa sea del orden del keV [18].

Cada uno de los modelos de partícula conduce a diferentes estructuras de formación, pudiéndose determinar si la materia oscura no bariónica es fría, tibia o caliente. A partir de simulaciones numéricas de formación de estructuras se determinó que, para el caso de la materia oscura caliente (neutrinos livianos), los resultados no se ajustan con las observaciones [19], sin embargo, la materia oscura tibia y fría se mantienen como candidatos viables [20]. Uno de los candidatos actuales a la materia oscura tibia es el neutrino estéril, propuesto en el año 1993 por Dodelson [21]. Estas partículas participan del proceso de oscilaciones de neutrinos, pero no interactúan a través de la fuerza débil [22]. Su detección a partir de la dispersión inelástica con núcleos está siendo estudiada por experimentos como XENON1T y DARWIN [23, 24].

Los candidatos a materia oscura fría provienen de teorías más allá del modelo estándar, las alternativas más prometedoras son los axiones y los WIMPs [9]. El origen de los axiones es la simetría llamada Peccei-Quinn que se introduce para resolver el problema de CP fuerte de la cromodinámica cuántica [25]. La masa esperada es del orden de $2 - 6 \times 10^{-9}$ eV [26], sin embargo si se consideran observables no lineales la masa esperada es mayor a 10^{-22} eV [27]. Para detectarlos experimentalmente se utilizan técnicas que

consisten en la búsqueda de fotones provenientes de la interacción entre axiones y fotones a través del efecto Primakoff [28].

En este trabajo nos concentraremos únicamente en los WIMPs. Se cree que los WIMPs se desacoplaron en el Universo temprano en equilibrio térmico. Se espera que tengan masas entre 1 – 1000 GeV [14], el candidato a materia oscura más aceptado actualmente el neutralino liviano [29] formado por una combinación de partículas supersimétricas que sería estable. Para detectarlos experimentalmente se utilizan métodos directos, indirectos y en colisionadores de partículas [18].

Resumiendo lo dicho, en la Figura 1.5, tomada de la referencia [30], se han volcado en forma esquemática diversos candidatos para la materia oscura junto con las secciones eficaces correspondientes a los procesos elementales a nivel lagrangiano, es decir, los procesos que pueden ser verificados en experimentos efectuados con aceleradores. Recordemos, una vez más, que el objeto de esta tesis no consiste en la verificación o el rechazo de ninguna teoría a nivel elemental. Por el contrario, hemos tomado como referencia algunos de estos modelos como indicativos y hemos efectuado de manera secuencial las aproximaciones necesarias para expresar los resultados correspondientes a nivel hadrónico y a nivel nuclear.

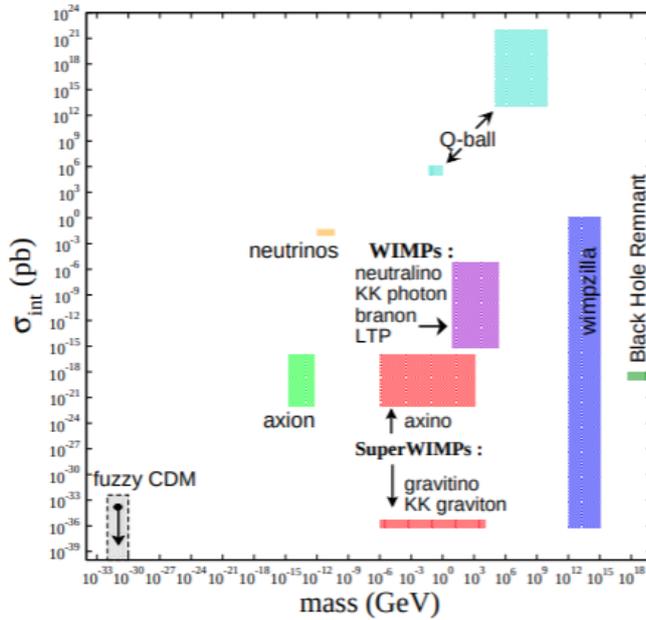


Figura 1.5: Secciones eficaces, en unidades de pb de los diferentes modelos de materia oscura. Figura tomada de la referencia [30].

La clasificación explicada anteriormente corresponde a considerar la materia oscura como partículas. Sin embargo, existen otras teorías en las cuales se modifica la gravedad (MOG Modified Gravity theory, por sus siglas en

inglés [31]) que intentan dar una solución a los problemas mencionados anteriormente.

1.3. Detección de materia oscura

Como dijimos anteriormente, nos vamos a concentrar en los WIMPs como candidatos a materia oscura. Existen diferentes métodos de detección: i) directos, ii) indirectos y iii) aceleradores de partículas [18]. En la Figura 1.6 mostramos un esquema de las técnicas donde las flechas indican el orden temporal para cada caso, DM (dark matter) representa a la partícula de la materia oscura y SM a una partícula del modelo estándar. En el caso de la detección directa se estudia la dispersión de una partícula de materia oscura con una del modelo estándar. En el caso indirecto, se estudia la aniquilación de dos partículas de materia oscura que dejan como producto dos partículas del modelo estándar. Por último en el caso de los aceleradores de partículas, se crean partículas de materia oscura a partir de partículas del modelo estándar.

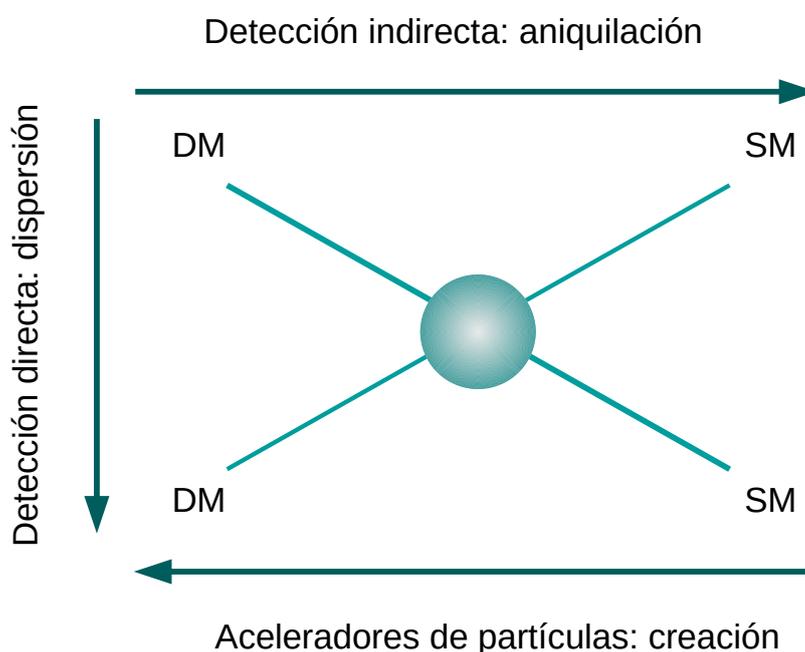


Figura 1.6: Esquema de los métodos de detección, DM representa a la partícula de la materia oscura y SM a una partícula del modelo estándar, las flechas indican el flujo temporal.

Los métodos de detección indirecta buscan los productos resultantes de la aniquilación o el decaimiento de partículas de materia oscura, principalmente fotones, neutrinos y positrones. Los experimentos de detección indirecta tienen la ventaja de poder explorar distintas fuentes astrofísicas y canales de reacciones donde interviene la materia oscura, pero las incertezas astronómicas y del fondo hacen difícil obtener una señal clara de la materia oscura [14].

Hay distintas fuentes que generan rayos- γ al aniquilarse las partículas de materia oscura. Las fuentes más importantes son el centro de la galaxia, las galaxias enanas esferoidales, entre otras [32, 9]. Los detectores de rayos cósmicos (PAMELA [33] y AMS-02 [34]) buscan excesos en la fracción de positrones que se podrían corresponder con la aniquilación de materia oscura. Por otro lado los telescopios de neutrinos buscan neutrinos energéticos del núcleo del Sol y la Tierra que son producidos en la aniquilación de materia oscura [35, 36]. Se espera que estos neutrinos sean muy energéticos, por lo que no podrían ser confundidos con los neutrinos solares.

Otra método para buscar materia oscura consiste en estudiar los productos que resultan de las colisiones de partículas en aceleradores de partículas [37]. En los aceleradores como el LHC (Large Hadron collider) [38] las partículas con energía del TeV chocan produciendo partículas. Si alguna de estas partículas corresponde a materia oscura, se pueden establecer propiedades al estudiar las partículas resultantes de la colisión. La ventaja que tienen los aceleradores de partículas por sobre los otros métodos de detección es la ausencia del fondo astrofísico. Sin embargo, si se llega a detectar una señal de algún candidato a materia oscura no hay forma de saber si esa partícula es la misma que domina la materia oscura del universo [14].

Por último, los experimentos de detección directa son hoy en día una de las técnicas con mayores expectativas para detectar partículas de materia oscura y serán en los que nos concentraremos en esta tesis. Si en la galaxia existe un halo compuesto por WIMPs, muchos de ellos deberían atravesar la Tierra e interactuar con la materia. Para poder detectar estas partículas se puede estudiar la energía de retroceso de núcleos que provocan la dispersión de WIMPs [39, 40]. Los ingredientes importantes para el cálculo de la señal en los experimentos de detección directa son la densidad y distribución de velocidad de los WIMP en la vecindad solar y la sección eficaz de dispersión WIMP-nucleón. Con esta información, es posible evaluar la tasa de eventos esperados en un experimento (es decir, eventos de dispersión de WIMPs por núcleos) por unidad de tiempo y por unidad de masa de material del detector [32].

La tasa de reacciones en los experimentos de detección directa experimenta una modulación anual y diurna como consecuencia de la revolución anual de la Tierra alrededor del Sol y la rotación de la Tierra sobre su eje. Nuestro planeta debería ser atravesado por un flujo de partículas de materia oscura que varía anualmente (ver Figura 1.7) cuando la velocidad orbital de

la Tierra se suma a la velocidad del Sistema Solar respecto de la galaxia (alrededor del 2 de Junio,), el flujo de partículas de materia oscura en la Tierra debería ser máximo y cerca del 2 de Diciembre, donde estas velocidades se restan, debería ser mínimo. Si se observara una modulación en el flujo de estas partículas sobre la Tierra, se podrían obtener propiedades de la materia oscura fría [41].

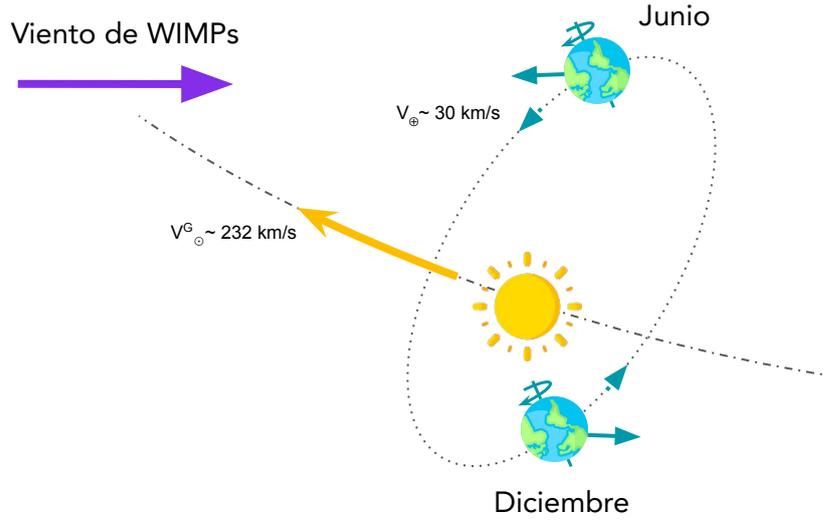


Figura 1.7: Esquema de las velocidades de los WIMPs y de la tierra en su órbita. Basado en el esquema de la referencia [41].

La dispersión de los WIMPs por núcleos se suele dividir en dos contribuciones, según el tipo de interacción: i) tipo escalar o independiente del *spin*; ii) tipo axial-vectorial o dependiente del *spin*. En el primer caso, la sección eficaz aumenta con la masa del núcleo, mientras que en el segundo la sección eficaz es proporcional a $J(J + 1)$, donde J es el momento angular total del núcleo, por lo que no tiene sentido usar núcleos muy pesados [32].

Tanto la energía entregada, como la velocidad de las reacciones son extremadamente pequeñas lo que dificulta la detección. Es por ello que se requieren detectores que puedan discriminar de forma precisa las fuentes de fondo. Una posible fuente de error son los rayos cósmicos con energías entre keV y MeV cuya tasa es mayor a 100 eventos por día por unidad de masa del detector. Por este motivo los detectores son instalados bajo tierra donde el ruido es disminuido [18]. Actualmente existen varios laboratorios trabajando en esta técnica de detección [42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51], sin embargo, la colaboración DAMA es la única que afirma haber observado la modulación anual en el rango de energía entre 1 – 6 keV con un período de 0.999 ± 0.001 años y una fase de 145 ± 5 días. Ésta modulación está presente en eventos puntuales y su amplitud es de 0.0103 ± 0.0008 cpd/kg/keV

[42]. Otras colaboraciones como XENON1T [52], LUX [53], han obtenido resultados nulos, es decir que no han detectado aún ninguna modulación.

En el presente, todos los detectores que están en funcionamiento se encuentran en el hemisferio norte, no obstante existen dos proyectos para instalar detectores en el hemisferio sur. Por un lado se encuentra el experimento SABRE [46] en Australia, en fase de prueba, cuyo objetivo es construir un detector gemelo al utilizado por la colaboración DAMA de manera de poder comparar directamente los resultados obtenidos y evitar efectos estacionales. Por otro lado, el Laboratorio ANDES [54, 55], consiste en el diseño y construcción de un laboratorio subterráneo en un sitio contiguo al futuro complejo del Túnel de Agua Negra en Provincia de San Juan, Argentina. Por su tamaño y ubicación, ofrecerá una posibilidad única de realizar mediciones ultrasensibles en física, geología, biología y ciencias de los materiales. El laboratorio estará ubicado en la parte más profunda del paso de Agua Negra, que estará compuesto por dos túneles ubicados a 1750 metros por debajo de los Andes. Desde el punto de vista del aislamiento a la radiación cósmica, esa profundidad equivale a unos 4800 metros de agua equivalente. Debido a esta ubicación única, el laboratorio de ANDES podrá albergar experimentos sensibles que requieren radiación de fondo ultra baja, como detección de materia oscura, experimentos relacionados con neutrinos (geoneutrinos, oscilaciones de neutrinos, experimentos de desintegración beta doble), biología de baja radiación y geología, así como el desarrollo de nuevos materiales en condiciones de radiación ultra baja. El laboratorio será administrado por un directorio, el Consorcio Latinoamericano de Estudios Subterráneos (CLES), integrado por representantes de al menos cuatro países (Argentina, Brasil, Chile y México). En esta tesis realizaremos predicciones para las diversas posibilidades de detectores que existen a la fecha para su posible ubicación en el laboratorio ANDES.

1.4. Objetivos de esta tesis doctoral

En esta tesis nos centramos en la detección de materia oscura usando métodos directos. En particular propondremos un modelo de materia oscura y estudiaremos sus secciones eficaces con quarks y nucleones y los límites para su detección.

A los efectos de la identificación concreta de cada uno de los componentes de la sección eficaz de esta tesis en un marco conceptual nos referiremos a:

1. Modelos relacionados con las interacciones entre materia oscura y partículas elementales a nivel lagrangiano.
2. Consideración de los efectos de estructura hadrónica mediante el cálculo e inclusión de factores de forma para componentes sub-nucleónicas.

3. Inclusión y cálculo de funciones de onda nucleares para el tratamiento de factores de forma nucleares.

En el diagrama de flujo siguiente (ver Figura 1.8) ilustramos este concepto.

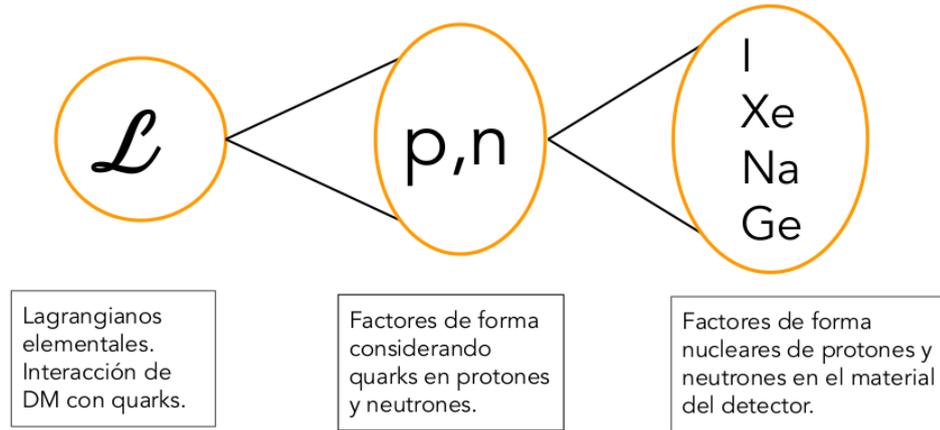


Figura 1.8: Diagrama de flujo del desarrollo de la sección eficaz de esta tesis.

En la primera parte de esta tesis presentamos el marco teórico, en particular en el Capítulo 2, tomaremos como referencia modelos supersimétricos en su versión mínima, describiremos algunas extensiones de los mismos con el objeto de fijar el marco conceptual a la primera de las componentes mencionadas anteriormente. En el Capítulo 3 desarrollamos el formalismo necesario para determinar la sección eficaz de interacción entre los WIMPs y los nucleones como función de los parámetros del modelo. Siguiendo, en el Capítulo 4 se incluye la información relacionada con los factores de forma nucleares para el caso de los materiales candidatos a formar los detectores. Se describe también el cálculo de la tasa de reacciones, en el marco de los experimentos de detección directa de materia oscura. A continuación, en el Capítulo 5 mostramos los resultados obtenidos para la sección eficaz de interacción entre los WIMPs y los nucleones como función de los parámetros del modelo. A su vez, en este capítulo, se realiza una comparación con los resultados obtenidos por otros métodos de detección de materia oscura (indirectos, aceleradores) y con otros cálculos teóricos. Por último, en el Capítulo 6 describimos nuestros resultados correspondientes a la tasa de reacciones de los experimentos de detección directa para detectores construidos con diferentes materiales. En este capítulo se presentan las predicciones teóricas para los posibles detectores que se espera alojar el laboratorio subterráneo ANDES.

Finalmente, discutimos las conclusiones y posibles aspectos de trabajos a futuro.

Publicaciones relacionadas con esta tesis:

- a Modulaciones diurnas y anuales en las señales asociadas a materia oscura y su dependencia con la localización de los detectores.
O. Civitarese, K. J. Fushimi, and M. E. Mosquera, “Calculated WIMP signals at the ANDES laboratory: comparison with northern and southern located dark matter detectors”, *JPG*, vol. 43, p. 125201, Dec. 2016.
- b Composición de la materia oscura utilizando modelos de partículas elementales.
K. J. Fushimi, M. E. Mosquera and O. Civitarese, “MSSM WIMPs-nucleon cross section for $E_\chi < 500$ GeV”, *IJMP E*, vol. 29, p.2050072, 2020.
- c Efectos asociados a neutrinos estériles en procesos rápidos en supernovas.
M. M. Saez, K. J. Fushimi, M. E. Mosquera, O. Civitarese, "Limits on active-sterile neutrino mixing parameters using heavy nuclei abundances.", *IJMP E* vol 30, p. 2150028, 2021.
- d Cálculos detallados de la sección eficaz para la detección de materia oscura utilizando ^{131}Xe , ^{127}I y ^{73}Ge . Trabajo en preparación.

Capítulo 2

Supersimetría como alternativa al Modelo Estándar de Partículas

El Modelo Estándar de Partículas (SM) es una teoría cuántica de campos desarrollada durante la segunda mitad del siglo XX. Esta teoría permite describir a las partículas elementales y sus interacciones a través de tres (de las cuatro) fuerzas fundamentales: la fuerza electromagnética, la fuerza débil y la fuerza fuerte. Las predicciones del modelo han sido verificadas experimentalmente con gran exactitud [56]. En particular, el descubrimiento del quark charm (en 1974) [57, 58], de las cargas neutras (en 1973) [59], del quark bottom (en 1977) [60], de la existencia de bosones de *gauge* de masas del orden de 90 GeV (en 1983) [61, 62], del quark top (en 1994) [63, 64], del neutrino tau (en el 2000) [65] y por último del bosón de Higgs (en 2012) [66, 67] son las verificaciones experimentales más importantes del modelo.

Existen hoy en día cuestiones fundamentales que aún carecen de respuesta, por ejemplo: las oscilaciones de neutrinos, la unificación de las constantes de acoplamiento a altas energías, la vida media del protón mayor a la predicha por el modelo estándar de partículas, el problema de jerarquía de masas. Este modelo, tampoco provee un candidato viable para materia oscura, sin embargo, existen observaciones que pueden ser explicadas con este tipo de partículas [2, 3, 5, 8]. Modelos más allá del SM, como las teorías supersimétricas, surgen para tratar de resolver estas problemáticas [68].

En 1967 Coleman y Mandula [69] demostraron que dada una teoría cuántica de campos genérica, las únicas simetrías continuas de la matriz de dispersión¹, S , son las generadas por los generadores del grupo de Poincaré P_μ y $M_{\mu,\nu}$ más alguna simetría interna G que conmuta con estos generadores,

¹La matriz de dispersión S refiere a la matriz que relaciona los estados finales e iniciales de un sistema durante una dispersión de partículas.

es decir

$$[P_\mu, G] = [M_{\mu\nu}, G] = 0.$$

Una de las hipótesis del modelo es que todos los generadores son generadores bosónicos, hipótesis que no parece tener ninguna razón física. Si se relaja esta hipótesis y se permite que los generadores puedan ser fermiónicos, los cuales satisfacen relaciones de anticonmutación, resulta que el número de simetrías del modelo puede ser mayor. Por lo tanto el grupo de simetrías más general que tendría la matriz S es una extensión del álgebra de Poincaré que incluye supersimetría (SuperPoincaré) y simetrías internas [70].

Las primeras teorías supersimétricas surgen durante la década del 70 y fueron propuestas por Gel'fand y Likhtman [71, 72], Volkov y Akulov [73] y se consolidaron con el modelo de Wess y Zumino en el año 1974 [74, 75, 76]. En 1975 surge el modelo supersimétrico mínimo (*MSSM*, Minimal Supersymmetric Standard Model) [77, 78] y posteriormente sus extensiones [79, 80, 81, 82].

Considerando las partículas del SM, a una escala de energías del orden de 10^{15} GeV las constantes de acoplamiento tienden a unificarse, motivando teorías de unificación o GUT (Grand Unified Theory). Sin embargo, esta propuesta trae nuevos problemas como la jerarquía de masas, la vida media del protón mucho menor que la observada, además que las constantes no se unifican, sino que se aproximan.

Como ejemplo, en las teorías supersimétricas, los problemas asociados a la unificación de interacciones se resuelven tal como se indica en la Figura 2.1. Los acoplamientos de gauge de SU(2), SU(3) y U(1) se unifican exactamente a una energía de 10^{16} GeV.

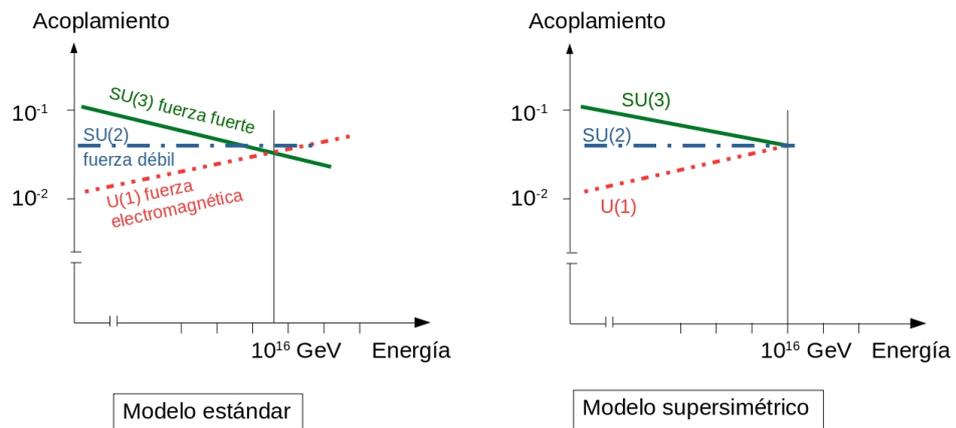


Figura 2.1: Unificación de las constantes de acoplamiento.

2.1. Escala de energía de la supersimetría

Si la supersimetría existe, se debe romper a la energía correspondiente a la escala electrodébil (~ 250 GeV), consecuencia de la no observación de la misma en ninguno de los aceleradores de partículas. El SM tiene una escala de corte natural, la escala de Planck ($\sim 10^{19}$ GeV), para la cual se espera que la gravedad sea comparable con las otras fuerzas.

A nivel árbol la masa del bosón de Higgs es del orden de los 100 GeV. El acoplamiento tipo Yukawa de los fermiones del SM con el bosón de Higgs representado por $-\lambda_f H \bar{f} f$, donde H es el campo de Higgs, f es el campo fermiónico y λ_f es la constante de acoplamiento, induce una corrección a 1-loop de la masa del bosón de Higgs (ver Figura 2.2). Esta corrección puede ser escrita como

$$\Delta M_H^2 \sim -2\lambda_f^2 \Lambda^2, \quad (2.1)$$

donde Λ es el límite ultravioleta (del orden de TeV). Se ve que es una divergencia cuadrática, por lo que la masa del bosón de Higgs es muy grande. Existen en este punto varias posibilidades para resolver este problema. Una de ellas es que el término a nivel árbol sea muy parecido a la divergencia cuadrática, anulándose entre ellos, problemática conocida como el problema de ajuste fino. O bien, se podría pensar que el SM tiene un corte a una escala mucho menor que la escala de Planck, del orden de los TeV, problemática conocida como problema de jerarquía de masas. Esta última posibilidad indica que el valor experimental de la masa del bosón de Higgs (125 GeV) es mucho menor que su valor teórico natural (del orden del corte ultravioleta).

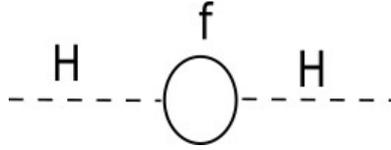


Figura 2.2: Correcciones radiativas a 1-loop para la masa del bosón de Higgs debido al acoplamiento fermiónico.

En una teoría más allá del SM en la cual hay nuevos fermiones y bosones que interactúan con el bosón de Higgs, se supone que existe un nuevo campo escalar S cuyo acoplamiento con el bosón de Higgs se puede escribir como $-\lambda_s |H|^2 |S|^2$ (donde H es el campo de Higgs y λ_s es el acoplamiento escalar). Esta interacción inducirá correcciones a la masa del bosón de Higgs (ver Figura 2.3) que tendrán el signo opuesto a las correcciones debidas a los acoplamientos fermiónicos, es decir

$$\Delta M_H^2 \sim \lambda_s \Lambda^2.$$

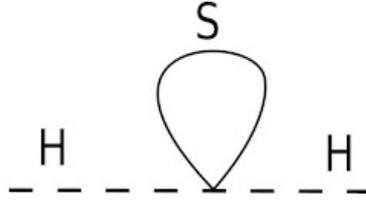


Figura 2.3: Correcciones radiativas a 1-loop para la masa del bosón de Higgs debido al acoplamiento con un campo escalar.

Si en la nueva teoría cada fermión del SM tiene un compañero escalar cuyos acoplamientos son iguales, es decir, $\lambda_S = |\lambda_f|^2$, entonces todas las contribuciones Λ^2 se cancelarían automáticamente y la masa del bosón de Higgs se acercaría a su valor a nivel árbol.

El modelo estándar se basa en la existencia e interacciones entre seis tipos de quarks ((up, down), (charm, strange), (top, bottom)), seis tipos de leptones ((electrón, neutrino-electrón), (muón, neutrino-muón), (tau, neutrino-tau)), cuatro bosones asociados a las interacciones (fotón, gluón, Z , W^\pm) y un bosón masivo (bosón de Higgs) que transforma a los fermiones y bosones del modelo en masivos, mediante acoplamientos tipo Yukawa, con excepción de los neutrinos y el fotón. En las teorías supersimétrica se hace corresponder a cada una de estas partículas una compañera (supercompañera) llamadas s-partículas.

De esta manera, las teorías supersimétricas proponen una simetría entre fermiones y bosones, asignando a cada partícula una compañera supersimétrica cuyo spin difiere en $1/2$ del original. Así los bosones mediadores de spin 1 (fotón, gluón, Z , W^\pm) tienen como imagen supersimétrica a ($\tilde{\gamma}$, \tilde{g}_a , \tilde{Z} , \tilde{W}) de spin $1/2$. Análogamente a todos los fermiones de spin $1/2$ le corresponderán s-fermiones de spin 1. Al bosón de Higgs de spin 0, le corresponderá el Higgsino de spin $1/2$, generando un espectro con el doble de partículas (ver Tabla 2.1). Sin embargo, estas supercompañeras no se han detectado experimentalmente, por lo que esta simetría se encuentra rota. Esta ruptura debe ser del orden de los TeV para resolver el problema de la jerarquía de masas. Esta ruptura puede darse explícitamente a partir de agregar términos en el lagrangiano, los cuales no agregan nuevas divergencias que poseen dependencia cuadrática con la escala de corte (cut-off) para el cuadrado de la masa del Higgs. A este tipo de ruptura se la conoce como ruptura suave de la simetría [83].

Además las teorías supersimétricas proveen de un candidato viable para la partícula de materia oscura: *el neutralino*.

Modelo estándar		Partículas supersimétricas	
Leptones	e, μ, τ ν_e, ν_μ, ν_τ	Sleptones	$\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}$ $\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$
Quarks	u, s, t d, c, b	Squarks	$\tilde{u}, \tilde{s}, \tilde{t}$ $\tilde{d}, \tilde{c}, \tilde{b}$
Bosones de gauge	γ, g_a Z, W	Gauginos	$\tilde{\gamma}, \tilde{g}_a$ \tilde{Z}, \tilde{W}
Higgs	H	Higgsino	\tilde{H}

Tabla 2.1: Partículas del modelo estándar con su correspondiente partícula supersimétrica.

2.2. Modelo de materia oscura

La composición de la materia oscura es desconocida, como ya vimos previamente en la sección 1.2 los WIMPs son los candidatos más prometedores para la componente principal de la materia oscura fría leptónica neutra. El más aceptado es el neutralino, la partícula más liviana de las teorías supersimétricas.

En esta sección, a manera de ejemplo, consideraremos como referencia una extensión mínima del modelo estándar (MSSM), que tiene el menor número de nuevas partículas (ver Figura 1.5 [30]). Cada partícula elemental está contenida en un supermultiplete quirral o de gauge que comparte con una supercompañera que difiere en 1/2 en el valor del spin. En el modelo estándar el bosón de Higgs es un doblete, mientras que en este modelo supersimétrico se requiere dos dobletes de Higgs, $H_u = (H_u^+, H_u^0)$ y $H_d = (H_d^0, H_d^-)$ cuyos compañeros supersimétricos son los Higgsinos \tilde{H}_u y \tilde{H}_d (ver Tabla 2.1).

Los Higgsinos neutros y los gauginos neutros se combinan para formar cuatro autoestados de masa llamados neutralinos, mientras que los Higgsinos cargados y los winos forman dos autoestados de masa con carga ± 1 llamados charginos. En este trabajo sólo nos concentraremos en los neutralinos, cuya combinación lineal se escribe como [84]:

$$\chi_1^0 = Z_{11}\tilde{B} + Z_{12}\tilde{W}_3 + Z_{13}\tilde{H}_1 + Z_{14}\tilde{H}_2, \quad (2.2)$$

la cual se podría haber escrito también en términos de \tilde{Z} y $\tilde{\gamma}$ en lugar de \tilde{W}_3 y \tilde{B} [85]. El subíndice 1 hace referencia al neutralino más liviano y los coeficientes Z_{1i} corresponden a los autovectores de la diagonalización de la

matriz de masa [86]

$$Y = \begin{pmatrix} M' & 0 & -M_Z c_\beta s_W & M_Z s_\beta s_W \\ 0 & M & M_Z c_\beta c_W & -M_Z s_\beta c_W \\ -M_Z c_\beta s_W & M_Z c_\beta c_W & 0 & -\mu \\ M_Z s_\beta s_W & -M_Z s_\beta c_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

donde $c_\beta = \cos \beta$, $s_\beta = \sin \beta$, $c_W = \cos \theta_W$, $s_W = \sin \theta_W$, M_Z es la masa del bosón Z y θ_W es el ángulo de Weingberg. M' y M son los parámetros de masa del bino y wino (en el marco de las teorías de unificación (GUT) se puede considerar $M' = \frac{5}{3} M \tan^2 \theta_W$) y μ es el parámetro de masa del Higgsino. El ángulo β está determinado por los cocientes de los valores de expectación de vacío de los Higgs (v_2 y v_1 correspondientes a H_u y H_d respectivamente), $\tan \beta = v_2/v_1$. Por lo tanto, si llamamos $\phi = (\tilde{B}, \tilde{W}_3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$, el término de masa en el lagrangiano del neutralino χ puede ser escrito como $-\frac{1}{2}\phi^T Y \phi$.

Consideramos el neutralino más liviano, es decir, que tomamos el autoestado más liviano de la matriz Y como la masa del neutralino (ver Apéndice A). Para lograr ser una componente importante de la materia oscura, el neutralino debe ser una partícula estable. En muchos modelos supersimétricos esto es asegurado por la conservación del número cuántico llamado paridad R [87], el cual está definido como $R = (-1)^{2s+3(B-L)}$ donde s es el spin, B es el número bariónico y L el número leptónico. Su valor es $R = -1$ para las partículas supersimétricas y $R = 1$ para las partículas del modelo estándar.

La composición del neutralino dependerá de los parámetros μ , M y M' . Si el valor de $|\mu|$ es menor que M' y M entonces el candidato será predominantemente Higgsino. Por otro lado, si $|\mu| > M'(M)$ entonces la contribución dominante será bino (wino). Por último, si los parámetros son comparables la composición del neutralino será un estado mixto [88].

2.3. Lagrangiano efectivo

En esta sección describimos la interacción de un fermión de Dirac, de spin $1/2$ con los quarks a través de un bosón ϕ con masa m_ϕ . En particular, consideramos WIMPs como materia oscura, por lo que su dispersión con núcleos ocurre en el límite no relativista, aproximación que simplifica los cálculos. En el lagrangiano efectivo consideramos dos tipos de interacciones:

- **Interacción escalar (I)** cuya corriente para la parte hadrónica y para el WIMP se puede escribir como

$$\begin{aligned} J_q &= \bar{\psi}_q \psi_q, \\ J_\chi &= \bar{\chi} \chi, \end{aligned}$$

Parámetro	Símbolo	Valor
masa del bosón Z	M_Z	91.18 GeV
masa del bosón W	M_W	80.38 GeV
ángulo de Weinberg	θ_W	0.501
constante SU(2)	g	0.645

Tabla 2.2: Parámetros del lagrangiano efectivo tomados del Particle Data Group [89].

donde χ representa el operador de campo de la materia oscura, ψ_q es el operador de campo de quarks.

- **Interacción axial-vectorial** ($\gamma^\mu \gamma_5$), donde las corrientes se escriben como

$$\begin{aligned} J_\mu^q &= \bar{\psi}_q \gamma_\mu \gamma_5 \psi_q, \\ J_\chi^\mu &= \bar{\chi} \gamma^\mu \gamma_5 \chi. \end{aligned}$$

En el caso de la interacción escalar el WIMP se acopla a la masa del núcleo. Mientras que en la interacción axial-vectorial, el WIMP se acopla al spin del núcleo. La sección eficaz total será la suma de ambas contribuciones. Además consideramos las interacciones entre los neutralinos y los quarks a nivel árbol [84], por lo tanto podemos escribir al lagrangiano efectivo

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{g^2}{2M_W^2} \sum_q \left(\bar{\chi} \gamma^\mu \gamma_5 \chi \bar{\psi}_q \gamma_\mu A_q \gamma_5 \psi_q + \bar{\chi} \chi S_q \frac{m_q}{M_W} \bar{\psi}_q \psi_q \right), \quad (2.4)$$

donde g es la constante de acoplamiento de SU(2) y M_W es la masa del bosón W (ver Tabla 2.2). Las constantes de acoplamiento A_q y S_q están dadas por [84]:

$$\begin{aligned} A_q &= \frac{1}{2} T_{3q} (Z_{13}^2 - Z_{14}^2) \\ &\quad - \frac{M_W^2}{M_q^2} \left([T_{3q} Z_{12} - (T_{3q} - e_q) Z_{11} \tan \theta_W]^2 \right. \\ &\quad \left. + e_q^2 Z_{11}^2 \tan^2 \theta_W + \frac{2m_q^2 d_q^2}{4M_W^2} \right), \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$S_q = \frac{1}{2} (Z_{12} - Z_{11} \tan \theta_W) \left[\frac{M_W^2}{M_{H_2}^2} g_{H_2} k_q^{(2)} + \frac{M_W^2}{M_{H_1}^2} g_{H_1} k_q^{(1)} + \frac{M_W^2 e d_q}{M_q^2} \right]. \quad (2.6)$$

En las expresiones anteriores $M_{\tilde{q}}$ es la masa del squark y M_{H_i} la masa de los bosones de Higgs [90], T_{3q} , e_q y m_q son el isospin débil, la carga y la masa del quark q respectivamente (ver Tabla 2.3), ϵ es el signo del autovalor de masa del neutralino más liviano, Z_{1i} son las componentes del autovector asociado al autovalor más pequeño (ver Apéndice A) y θ_W es el ángulo de Weinberg. Los correspondientes valores para d_q y $k_q^{(i)}$ se encuentran en la Tabla 2.4. Las constantes para los Higgsinos están dadas por [90]:

$$\begin{aligned} g_{H_1} &= -Z_{13} \cos \alpha + Z_{14} \sin \alpha, \\ g_{H_2} &= Z_{13} \sin \alpha + Z_{14} \cos \alpha, \\ \alpha &= 0.5 \arctan \left(\frac{m_{ps}^2 + M_Z^2}{m_{ps}^2 - M_Z^2} \tan(2\beta) \right), \end{aligned}$$

donde m_{ps} es la masa del pseudoescalar de Higgs y β es uno de los parámetros del MSSM.

Quark	Masa [GeV]	Carga [e]	Isospin
up	0.0022	2/3	1/2
down	0.0047	-1/3	-1/2
strange	0.096	-1/3	-1/2
charm	1.270	2/3	1/2
bottom	4.180	-1/3	-1/2
top	160	2/3	1/2

Tabla 2.3: Masa, carga eléctrica e isospin de quarks (Particle Data Group [89]).

quark	d_q	$k_q^{(1)}$	$k_q^{(2)}$
up	$\frac{Z_{14}}{\sin \beta}$	$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$	$\frac{\cos \alpha}{\sin \beta}$
down	$\frac{-Z_{13}}{\cos \beta}$	$\frac{\cos \alpha}{\cos \beta}$	$\frac{-\sin \alpha}{\cos \beta}$

Tabla 2.4: Valores para d_q y $k_q^{(i)}$ para los quarks tipo up y down [90].

La sección eficaz σ para estas interacciones se puede determinar a partir del elemento de matriz del lagrangiano efectivo L_{eff} , incluyendo secuencialmente los grados de libertad de quarks y nucleones:

$$\sigma \propto \sum_q |\langle N | L_{eff} | N \rangle|^2,$$

donde la suma se realiza sobre todos los quarks. La función de onda nuclear $|N\rangle$ es el producto de las funciones de onda de los nucleones, que a su vez están expresadas en función de los grados de libertad de los quarks. Los estados fundamentales del neutrón y del protón se expresan mediante los productos udd y uud respectivamente, por este motivo estudiamos primero la interacción entre los neutralinos y los quarks, para luego obtener la sección eficaz de la materia oscura con los nucleones.

Capítulo 3

Cálculo de la sección eficaz de dispersión

La detección directa, donde se estudia el choque de las partículas de materia oscura con detectores en la Tierra es uno de los abordajes para tratar de probar la existencia de la materia oscura y a su vez dar propiedades de sus constituyentes.

Para describir este fenómeno físico es necesario conocer en detalle la sección eficaz del proceso, que brinda información sobre la interacción entre la materia oscura y los núcleos que componen los detectores. El objetivo de este capítulo es calcular la sección eficaz de la interacción materia oscura-nucleón utilizando el enfoque de un lagrangiano efectivo, presentado en la Sección 2.3. Estudiamos la interacción entre los neutralinos y los quarks, para luego obtener la sección eficaz de la materia oscura con los nucleones. La sección eficaz se calcula como [91]

$$\sigma(q\chi \longrightarrow q\chi) = V \int \frac{d^3\vec{p}'}{(2\pi)^3} V \int \frac{d^3\vec{l}'}{(2\pi)^3} \sum_{s',t'} \frac{W(q\chi \longrightarrow q\chi)}{J_\chi V^{-1}},$$

donde V es el volumen, \vec{p}' y \vec{l}' (s' y t') el momento (el spin) de las partículas salientes. J_χ es el flujo de neutralinos determinado por

$$J_\chi = \frac{\sqrt{(p_\mu l^\mu)^2 - m_\chi^2 m_q^2}}{p^0 l^0 V},$$

donde p_μ (l^μ) y m_χ (m_q) son el tetramomento y la masa del neutralino (quark) respectivamente.

La tasa de transición por unidad de volumen está definida por

$$W(q\chi \longrightarrow q\chi) = \frac{1}{VT} |S(q\chi \longrightarrow q\chi)|^2,$$

30CAPÍTULO 3. CÁLCULO DE LA SECCIÓN EFICAZ DE DISPERSIÓN

donde T es el tiempo y S en la matriz de dispersión que dependerá de la interacción usada:

$$S(q\chi \longrightarrow q\chi) = -i \int dt H_{\text{int}}(q\chi \longrightarrow q\chi),$$

con H_{int} el hamiltoniano de interacción. El lagrangiano que consideramos es el presentado en la ecuación (2.4), que tiene dos tipos de interacciones $\hat{\mathcal{O}} = I, \gamma_\mu \gamma_5$. Al dejar de lado por un momento las constantes de acoplamiento, la matriz de dispersión resulta proporcional a [91]

$$S(q\chi \longrightarrow q\chi) \propto -i \int d^4x \left[\bar{\mathcal{U}}_\chi(x) \hat{\mathcal{O}} \mathcal{U}_\chi(x) \right] \left[\bar{\mathcal{U}}_q(x) \hat{\mathcal{O}} \mathcal{U}_q(x) \right],$$

donde $\mathcal{U}_\chi, \mathcal{U}_q$ identifican a los estados de las partículas involucradas en el proceso. Para representar a los estados entrantes y salientes de la partículas elegimos funciones de onda planas, con momentos p, l, p', l' y spin s, t, s', t' respectivamente [91]:

$$\begin{aligned} \text{Entrante} &= \begin{cases} \mathcal{U}_\chi(x) &= \frac{\chi(p,s)e^{-ip_\mu x^\mu}}{\sqrt{2p^0 V}} \\ \mathcal{U}_q(x) &= \frac{\psi_q(l,t)e^{-il_\mu x^\mu}}{\sqrt{2l^0 V}} \end{cases} \\ \text{Saliente} &= \begin{cases} \mathcal{U}_\chi(x) &= \frac{\bar{\chi}(p',s')e^{-ip'_\mu x^\mu}}{\sqrt{2p'^0 V}} \\ \mathcal{U}_q(x) &= \frac{\bar{\psi}_q(l',t')e^{-il'_\mu x^\mu}}{\sqrt{2l'^0 V}} \end{cases} \end{aligned}$$

donde χ representa el operador de campo de la materia oscura, ψ_q es el operador de campo de quarks. Por lo que

$$S \propto \frac{-i(2\pi)^4 \delta^4(p' - p + l' - l)}{\sqrt{16p'^0 p^0 l'^0 l^0 V^4}} \left[\bar{\chi}(p', s') \hat{\mathcal{O}} \chi(p, s) \right] \left[\bar{\psi}_q(l', t') \hat{\mathcal{O}} \psi_q(l, t) \right].$$

Usando la propiedad $(\delta^4(p' - p + l' - l))^2 = \delta^4(p' - p + l' - l) \delta^4(0) = \delta^4(p' - p + l' - l) \frac{VT}{(2\pi)^4}$ [91], escribimos la sección eficaz en función de los elementos de matriz \mathcal{M}

$$\sigma(q\chi \longrightarrow q\chi) = \sum_{s', t'} \frac{1}{8s \sqrt{\beta_- \beta_+} (2\pi)^2} \int \frac{d^3 \vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3 \vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) |\mathcal{M}|^2, \quad (3.1)$$

donde \sqrt{s} es la energía del centro de masa, $s = (p + l)^2$ y definimos $\beta_\pm = \left(1 - \frac{(m_\chi \pm m_q)^2}{s}\right)$.

La matriz \mathcal{M} depende del tipo de interacción que se estudia, es decir que debemos calcular $|\mathcal{M}|^2$ para cada diagrama (ver Figura 3.1). Los mediadores en el caso de la interacción escalar son el squark y el Higgs (diagrama tipo s y tipo t respectivamente), y en el caso de la interacción axial-vectorial son el

squark \tilde{q} y el bosón Z (diagrama tipo s y tipo t respectivamente). La matriz \mathcal{M} para cada caso se puede escribir como:

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_H^{SI} &= C_H^{SI} [\bar{\chi}\chi] [\bar{\psi}_q\psi_q] , \\ \mathcal{M}_{\tilde{q}}^{SI} &= C_{\tilde{q}}^{SI} [\bar{\chi}\chi] [\bar{\psi}_q\psi_q] , \\ \mathcal{M}_Z^{SD} &= C_Z^{SD} [\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma_5\chi] [\bar{\psi}_q\gamma_\mu\gamma_5\psi_q] , \\ \mathcal{M}_{\tilde{q}}^{SD} &= C_{\tilde{q}}^{SD} [\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma_5\chi] [\bar{\psi}_q\gamma_\mu\gamma_5\psi_q] .\end{aligned}$$

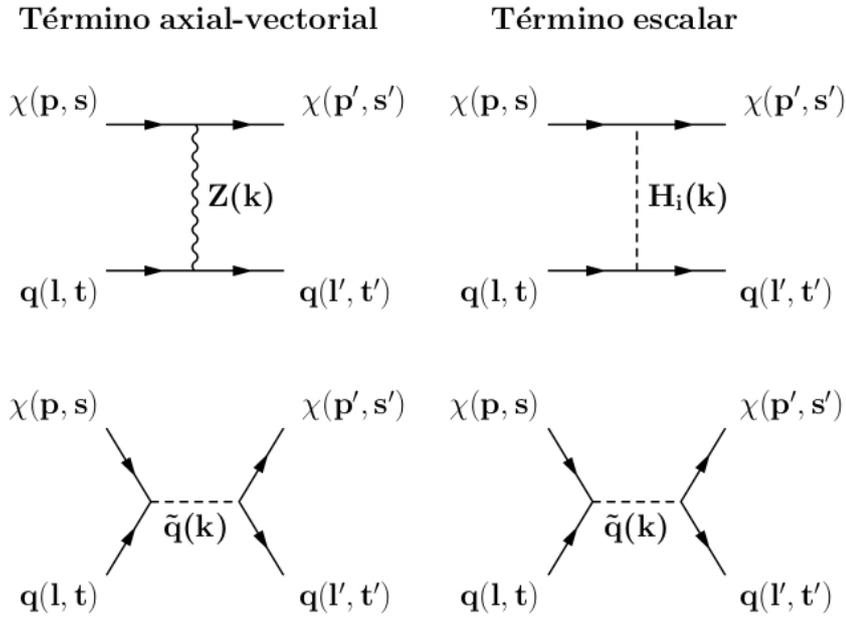


Figura 3.1: Diagramas de Feynman que contribuyen a la interacción axial-vectorial y escalar. $H_i(k)$ representa al bosón H_1 o H_2

En las expresiones anteriores consideramos las constantes de acoplamiento

to al definir [84]

$$\begin{aligned}
 \mathcal{C}_{H_i}^{SI} &= \frac{g^2 m_q}{4M_W} (Z_{12} - \tan \theta_W Z_{11}) \left[\frac{g_{H_i} k_q^{(i)}}{(k^2 - M_{H_i}^2)} \right], \\
 \mathcal{C}_H^{SI} &= \mathcal{C}_{H_1}^{SI} + \mathcal{C}_{H_2}^{SI}, \\
 \mathcal{C}_{\tilde{q}}^{SI} &= \frac{g^2 m_q}{4M_W} (Z_{12} - \tan \theta_W Z_{11}) \left[\frac{\epsilon d_q}{(s - M_{\tilde{q}}^2)} \right], \\
 \mathcal{C}_Z^{SD} &= \frac{g^2}{4 \cos^2 \theta_W (k^2 - M_Z^2)} T_{3q} (Z_{13}^2 - Z_{14}^2), \\
 \mathcal{C}_{\tilde{q}}^{SD} &= \frac{g^2}{2(s - M_{\tilde{q}}^2)} \left[(T_{3q} Z_{12} - \tan \theta_W (T_{3q} - e_q) Z_{11})^2 + \tan^2 \theta_W e_q^2 Z_{11}^2 + \frac{2m_q^2 d_q^2}{4M_W^2} \right],
 \end{aligned}$$

donde k es el impulso del mediador y todas las cantidades están definidos en la Sección 2.3.

3.1. Caso escalar

Las contribuciones correspondientes a los elementos de matriz para la interacción escalar son los obtenidos con los mediadores \tilde{q} y el H (ver Figura 3.1), por lo que la matriz \mathcal{M} se escribe como:

$$\mathcal{M}_{SI} = (\mathcal{C}_H^{SI} + \mathcal{C}_{\tilde{q}}^{SI}) \left[\bar{\chi}(p', s') \chi(p, s) \right] \left[\bar{\psi}_q(l', t') \psi_q(l, t) \right]. \quad (3.2)$$

Usando la relación de completitud y propiedades de las trazas de las matrices γ (ver detalles en Apéndice B) el módulo cuadrado de la amplitud de transición se escribe

$$\sum_{s, s', t, t'} |\mathcal{M}|_{SI}^2 = 16 (\mathcal{C}_H^{SI} + \mathcal{C}_{\tilde{q}}^{SI})^2 g(p, p', l, l'), \quad (3.3)$$

donde definimos

$$g(p, p', l, l') = (p \cdot p')(l \cdot l') + m_\chi^2 (l \cdot l') + m_q^2 (p \cdot p') + 2m_q^2 m_\chi^2.$$

Por lo tanto al reemplazar la ecuación (3.3) en la ecuación (3.1) la sección eficaz queda expresada como:

$$\sigma_{SI} = \frac{\Lambda}{2} \int \frac{d^3 \vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3 \vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) (\mathcal{C}_H^{SI} + \mathcal{C}_{\tilde{q}}^{SI})^2 g(p, p', l, l').$$

donde definimos

$$\Lambda = \frac{32}{8s \sqrt{\beta_- \beta_+} (2\pi)^2}.$$

Expresamos la integral anterior como la suma de las contribuciones para cada mediador H_1 , H_2 y \tilde{q} y los términos de intercambio

$$\begin{aligned}
\sigma_1 &= \frac{\Lambda}{2} \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) \left(\frac{\tilde{\mathcal{C}}_{H_1}^{SI}}{k^2 - M_{H_1}^2} \right)^2 g(p, p', l, l'), \\
\sigma_2 &= \frac{\Lambda}{2} \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) \left(\frac{\tilde{\mathcal{C}}_{H_2}^{SI}}{k^2 - M_{H_2}^2} \right)^2 g(p, p', l, l'), \\
\sigma_3 &= \frac{\Lambda}{2} \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) \left(\frac{\tilde{\mathcal{C}}_{\tilde{q}}^{SI}}{s - m_{\tilde{q}}^2} \right)^2 g(p, p', l, l'), \\
\sigma_4 &= \Lambda \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) \frac{\tilde{\mathcal{C}}_{H_1}^{SI}}{(k^2 - M_{H_1}^2)} \frac{\tilde{\mathcal{C}}_{\tilde{q}}^{SI}}{(s - m_{\tilde{q}}^2)} g(p, p', l, l'), \\
\sigma_5 &= \Lambda \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) \frac{\tilde{\mathcal{C}}_{H_2}^{SI}}{(k^2 - M_{H_2}^2)} \frac{\tilde{\mathcal{C}}_{\tilde{q}}^{SI}}{(s - m_{\tilde{q}}^2)} g(p, p', l, l'), \\
\sigma_6 &= \Lambda \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) \frac{\tilde{\mathcal{C}}_{H_1}^{SI}}{(k^2 - M_{H_1}^2)} \frac{\tilde{\mathcal{C}}_{H_2}^{SI}}{(k^2 - M_{H_2}^2)} g(p, p', l, l').
\end{aligned} \tag{3.4}$$

donde reescribimos a las constantes de acoplamiento como

$$\begin{aligned}
\tilde{\mathcal{C}}_{H_i}^{SI} &= \mathcal{C}_{H_i}^{SI} (k^2 - M_{H_i}^2), \\
\tilde{\mathcal{C}}_{\tilde{q}}^{SI} &= \mathcal{C}_{\tilde{q}}^{SI} (s - M_{\tilde{q}}^2).
\end{aligned}$$

Al resolver las integrales, obtenemos la sección eficaz para la contribución escalar (ver Apéndice C)

$$\begin{aligned}
\sigma_{SI} &= \frac{\Omega_{SI}}{2\pi} \left\{ \frac{s}{6} \left[1 - \frac{m_\chi^2 + m_q^2}{s} + 4 \frac{m_q^2 m_\chi^2}{s^2} - \left(\frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^2 \frac{m_\chi^2 + m_q^2}{s} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \left(\frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^4 \right] + \frac{m_\chi^2}{2} \left(1 - \frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^2 \right. \\
&\quad \left. + \frac{m_q^2}{2} \left(1 + \frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^2 + \frac{2m_q^2 m_\chi^2}{s} \right\},
\end{aligned} \tag{3.5}$$

donde

$$\begin{aligned}
\Omega_{SI} &= \left[\frac{\tilde{\mathcal{C}}_{H_1}^{SI}}{\lambda_q^{H_1}} + \frac{\tilde{\mathcal{C}}_{H_2}^{SI}}{\lambda_q^{H_2}} + \frac{\tilde{\mathcal{C}}_{\tilde{q}}^{SI}}{(s - m_{\tilde{q}}^2)} \right]^2, \\
\lambda_q^{H_{1|2}} &= 2m_q^2 - M_{H_{1|2}}^2 - \frac{s}{2} \left(1 - \frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^2.
\end{aligned}$$

3.2. Caso axial-vectorial

Los elementos de matriz para la interacción axial-vectorial tienen contribuciones de los mediadores Z y \tilde{q} (ver Figura 3.1) por lo que, la matriz \mathcal{M} en ese caso es

$$\mathcal{M}_{SD} = (\mathcal{C}_Z^{SD} + \mathcal{C}_{\tilde{q}}^{SD}) \left[\bar{\chi}(p', s') \gamma^\mu \gamma^5 \chi(p, s) \right] \left[\bar{\psi}_q(l', t') \gamma_\mu \gamma^5 \psi_q(l, t) \right]. \quad (3.6)$$

Usando la relación de completitud y propiedades de las trazas de las matrices γ (ver detalles en Apéndice B) el módulo cuadrado de la amplitud de transición se escribe como

$$\sum_{s, s', t, t'} |\mathcal{M}|_{SD}^2 = 32(\mathcal{C}_Z^{SD} + \mathcal{C}_{\tilde{q}}^{SD})^2 f(p, p', l, l'), \quad (3.7)$$

donde definimos

$$f(p, p', l, l') = (p \cdot l)(p' \cdot l') + (p \cdot l')(p' \cdot l) + m_\chi^2(l \cdot l') \\ + m_q^2(p \cdot p') + 2m_q^2 m_\chi^2.$$

Al incorporar la ecuación (3.7) a la ecuación (3.1) la sección eficaz resulta:

$$\sigma_{SD} = \Lambda \int \frac{d^3 \vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3 \vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) (\mathcal{C}_Z^{SD} + \mathcal{C}_{\tilde{q}}^{SD})^2 f(p, p', l, l'),$$

Reescribimos a las constantes como

$$\tilde{\mathcal{C}}_Z^{SD} = \mathcal{C}_Z^{SD} (k^2 - M_Z^2), \\ \tilde{\mathcal{C}}_{\tilde{q}}^{SD} = \mathcal{C}_{\tilde{q}}^{SD} (s - M_{\tilde{q}}^2),$$

y consideramos la integral anterior como la suma de 3 contribuciones, una correspondiente a cada uno de los mediadores y la última corresponde a un término de intercambio, es decir

$$\sigma_1 = \Lambda \int \frac{d^3 \vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3 \vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) \left(\frac{\tilde{\mathcal{C}}_Z^{SD}}{k^2 - M_Z^2} \right)^2 f(p, p', l, l'), \\ \sigma_2 = \Lambda \int \frac{d^3 \vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3 \vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) \left(\frac{\tilde{\mathcal{C}}_{\tilde{q}}^{SD}}{s - M_{\tilde{q}}^2} \right)^2 f(p, p', l, l'), \\ \sigma_3 = 2\Lambda \int \frac{d^3 \vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3 \vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) \frac{\tilde{\mathcal{C}}_Z^{SD}}{(k^2 - M_Z^2)} \frac{\tilde{\mathcal{C}}_{\tilde{q}}^{SD}}{(s - M_{\tilde{q}}^2)} f(p, p', l, l'). \quad (3.8)$$

Al resolver las integrales (ver Apéndice C para detalles) la sección eficaz para la contribución axial-vectorial resulta:

$$\sigma_{SD} = \frac{\Omega_{SD}}{\pi} \left\{ \frac{s}{6} \left[1 - \frac{m_\chi^2 + m_q^2}{s} + 4 \frac{m_q^2 m_\chi^2}{s^2} - \left(\frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^2 \frac{m_\chi^2 + m_q^2}{s} + \left(\frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^4 \right] + \frac{s}{2} \left(1 - \frac{m_q^2 + m_\chi^2}{s} \right)^2 + \frac{4m_q^2 m_\chi^2}{s} + \frac{m_\chi^2}{2} \left(1 - \frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^2 + \frac{m_q^2}{2} \left(1 + \frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^2 \right\}, \quad (3.9)$$

donde llamamos

$$\Omega_{SD} = \left(\frac{\tilde{\mathcal{C}}_Z^{SD}}{\lambda_q^Z} + \frac{\tilde{\mathcal{C}}_q^{SD}}{(s - M_q^2)} \right)^2, \\ \lambda_q^Z = 2m_q^2 - M_Z^2 - \frac{s}{2} \left(1 - \frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^2.$$

3.3. Sección eficaz con nucleones

Las secciones eficaces calculadas anteriormente corresponden a las secciones eficaces de neutralinos con quarks. Para obtener la sección eficaz de la dispersión neutralino-nucleón el primer paso es reescribir los campos de quarks en términos de los campos de los nucleones (N).

La sección eficaz para el caso escalar está dada por [92]

$$\sigma_{SI}^N = \sum_{q=u,d,s} \sigma_{SI} \left(\frac{f_{T_q}^N m_N}{m_q} \right)^2 + \sum_{q=c,b,t} \sigma_{SI} \left(\frac{2}{27} f_{T_G}^N \frac{m_N}{m_q} \right)^2.$$

donde m_N es la masa del nucleón (ver Tabla 3.1), σ_{SI} es la sección eficaz calculada en la ecuación (3.5). Los factores $f_{T_q}^N$ son las fracciones de la masa del nucleón para un dado sabor de quark, definidas como [93]

$$\begin{aligned} f_{T_u}^p &= 0.023, & f_{T_u}^n &= 0.019, \\ f_{T_d}^p &= 0.034, & f_{T_d}^n &= 0.041, \\ f_{T_s}^p &= 0.140, & f_{T_s}^n &= 0.140, \end{aligned} \quad (3.10)$$

con $f_{T_G}^N = 1 - \sum_{q=u,d,s} f_{T_q}^N$.

Para el caso de la contribución axial-vectorial la sección eficaz resulta

$$\sigma_{SD}^N = \sum_{q=u,d,s} \sigma_{SD} \left(\Delta_q^N \right)^2, \quad (3.11)$$

Partícula	Símbolo	Valor [GeV]
protón	m_p	0.938
neutrón	m_n	0.939

Tabla 3.1: Masas de los nucleones (Particle Data Group [89]).

donde σ_{SD} es la sección eficaz hallada en la sección anterior (ecuación (3.9)) y Δ_q^N son valores experimentales que describen la contribución de un quark q al spin del nucleón N [84]

$$\begin{aligned}
 \Delta u^p = \Delta d^n &= 0.78, \\
 \Delta d^p = \Delta u^n &= -0.50, \\
 \Delta s^p = \Delta s^n &= -0.16.
 \end{aligned}
 \tag{3.12}$$

Capítulo 4

Detección de materia oscura

La detección directa de la materia oscura fue propuesta inicialmente por Goodman y Witten en el año 1985 [39]. Los WIMPs son partículas neutras, no tienen carga eléctrica, su interacción con los núcleos atómicos, implicará el retroceso nuclear que podría ser detectado debido al momento transferido. Las posibles detecciones corresponderán con interacciones entre partículas de materia oscura que se encuentran en el halo galáctico de la Vía Láctea y núcleos de los detectores. La distribución y cinemática de la materia oscura condicionan la señal esperada, por lo que es muy importante modelarla para la interpretación de los resultados. La tasa de reacciones en este tipo de experimentos posee una modulación anual debido al movimiento de la Tierra alrededor del Sol y una modulación diurna debido a la rotación de la Tierra sobre su eje. Esta modulación es una característica esencial que se espera tenga la señal observada y que permitiría distinguirla de las señales provenientes del fondo de radiación presente en el experimento.

La tasa de retroceso por unidad de masa del detector se define como [41]

$$\frac{dR}{dE_{\text{nr}}} = \frac{\rho_\chi}{m_A m_\chi} \int d^3v v f(\vec{v}, t) \frac{d\sigma}{dE_{\text{nr}}}(E_{\text{nr}}, v), \quad (4.1)$$

en unidades de cpd $\text{kg}^{-1}\text{keV}^{-1}$, donde cpd son cuentas por día, m_A es la masa de los núcleos del detector, m_χ y ρ_χ son la masa y la densidad de masa local de la materia oscura, $\rho_\chi = 0.3 \text{ GeV}/\text{cm}^3$ [1, 94], $f(\vec{v}, t)$ es la distribución de velocidades de los WIMPs y v es la velocidad del WIMP relativa al núcleo. En la ecuación anterior E_{nr} es la energía de retroceso que está directamente relacionada con el momento transferido k mediante [41]

$$k^2 = 2m_A E_{\text{nr}}. \quad (4.2)$$

La distribución de velocidades de los WIMPs está definida para todas las velocidades posibles, pero las partículas con velocidades por encima de la velocidad de escape de la galaxia, es decir $v_{\text{esc}} \approx 544 \text{ km/s}$ [95], no están

ligadas gravitacionalmente al potencial de la galaxia. Esto implica que la distribución de velocidades estará truncada en la velocidad de escape.

Nuestro interés es determinar la tasa de retroceso de los núcleos (ecuación (4.1)) para diferentes detectores construidos de diferentes elementos y en diferentes lugares del globo terráqueo (en particular nos interesa estudiar el futuro laboratorio ANDES [55] y los detectores que aún no están en funcionamiento como SABRE [46]) para poder predecir observables y establecer cotas en parámetros de los modelos de materia oscura.

La tasa de retroceso escrita según la ecuación (4.1) puede separarse en dos componentes: una nuclear (la sección eficaz y el factor de forma nuclear) y una astrofísica (la distribución de velocidades y la densidad local de materia oscura).

4.1. Componente nuclear

La sección eficaz diferencial se puede escribir como [41]

$$\frac{d\sigma}{dE_{\text{nr}}}(E_{\text{nr}}, v) = \frac{m_A}{2v^2\mu_A^2} \sigma(0) F^2(E_{\text{nr}}), \quad (4.3)$$

donde μ_A es la masa reducida del sistema WIMP-núcleo, $\sigma(0)$ es la sección eficaz total de la dispersión neutralino-núcleo cuando el momento transferido es cero y $F(E_{\text{nr}})$ es el factor de forma nuclear.

El factor de forma nuclear, para momento transferido yendo a cero tiende a uno y cuando el momento es grande el factor de forma decae a cero rápidamente. Este factor está definido como la transformada de Fourier de la densidad nuclear [96]:

$$F(k) = \frac{1}{A} \int \rho(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} d^3r = \frac{4\pi}{A} \int_0^\infty \frac{r}{k} \rho(r) \sin(kr) dr. \quad (4.4)$$

En la última igualdad se consideró el núcleo esféricamente simétrico y A es el número másico.

Como vimos en el Capítulo 2, la interacción entre WIMPs y núcleos está determinada por el lagrangiano presentado en la ecuación (2.4). Éste consta de una interacción independiente del spin y otra dependiente del spin. Por este motivo consideramos a la sección eficaz como una suma de la contribución escalar (independiente del spin, SI) y la axial-vectorial (dependiente del spin, SD).

4.1.1. Contribución independiente del spin

En este caso se tiene [97]

$$\frac{d\sigma_{SI}}{dE_{\text{nr}}}(E_{\text{nr}}, v) = \frac{m_A}{2v^2\mu_A^2} \sigma_{SI}(0) F_{SI}^2(E_{\text{nr}}). \quad (4.5)$$

Cuando el acoplamiento es del tipo escalar, la sección eficaz aumenta con la masa del núcleo. A la función $\sigma_{SI}(0)$ la escribimos en función de la sección eficaz de la dispersión neutralino-protón (σ_{SI}^p) calculada en el Capítulo 3 como [98, 28, 97]

$$\sigma_{SI}(0) = \sigma_{SI}^p \left[Z + (A - Z) \frac{f_n}{f_p} \right]^2 \left(\frac{\mu_A}{\mu_p} \right)^2 .$$

En este caso $f_{n(p)}$ son los factores de acoplamiento de los WIMPs a los neutrones (protones), Z representa la cantidad de protones del núcleo, $(A - Z)$ la cantidad de neutrones del núcleo y μ_p es la masa reducida del sistema neutralino-protón.

4.1.1.1. Factor de forma nuclear

Para determinar el factor de forma en este caso proponemos una densidad nuclear del tipo Wood-Saxon

$$\rho_{W-S}(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{(r-R_0)}{a}}} .$$

Los parámetros considerados son los usuales, $a \simeq 0.65$ fm , $R_0 = 1.12A^{1/3}$ fm y $\rho_0 = 0.17$ nucleón/fm³ [99]. Para calcular la transformada de Fourier, hacemos un desarrollo en serie de Taylor del $\sin(kr)$

$$F_{WS}(k) = \frac{4\pi\rho_0}{A} \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^{l+1} \frac{k^{2l-2}}{(2l-1)!} \int_0^{\infty} \frac{r^{2l}}{1 + e^{\frac{(r-R_0)}{a}}} dr ,$$

la integral anterior resulta

$$\begin{aligned} F_{WS}(k) = & \frac{4\pi\rho_0}{A} \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^{l+1} \frac{k^{2l-2}}{(2l-1)!} \sum_{j=0}^{2l} \binom{2l}{j} a^{2l-j+1} R_0^j \\ & \times \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n^{2l-j+1}} \Gamma(2l-j+1) + (-1)^j \frac{\left(\frac{R_0}{a}\right)^{2l-j+1}}{2l-j+1} \right. \\ & \left. + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-j}}{n^{2l-j+1}} \left[\Gamma(2l-j+1) - \Gamma\left(2l-j+1, \frac{nR_0}{a}\right) \right] \right\} . \end{aligned} \quad (4.6)$$

En la expresión anterior, $\Gamma(x)$ es la función gamma y $\Gamma(x, y)$ es la función gamma incompleta.

Otro factor usualmente utilizado es el factor de forma de Helm [100], cuya expresión es

$$F_H(k) = 3e^{-k^2 s^2/2} \frac{\sin(kr_n) - kr_n \cos(kr_n)}{(kr_n)^3} , \quad (4.7)$$

donde los parámetros fueron fijados por Lewin [96] $s \simeq 0.9$ fm, $r_n^2 = c^2 + \frac{7}{3}\pi^2 a^2 - 5s^2$ es un radio nuclear efectivo, $a \simeq 0.52$ fm y $c \simeq 1.23A^{1/3} - 0.6$ fm.

En la figura 4.1 mostramos los dos factores de forma presentados anteriormente para un núcleo de iodo ($Z = 53$, $N = 74$). Se puede observar que son similares entre sí y ambos tienden a uno cuando el momento transferido es cero y a cero cuando el momento es grande.

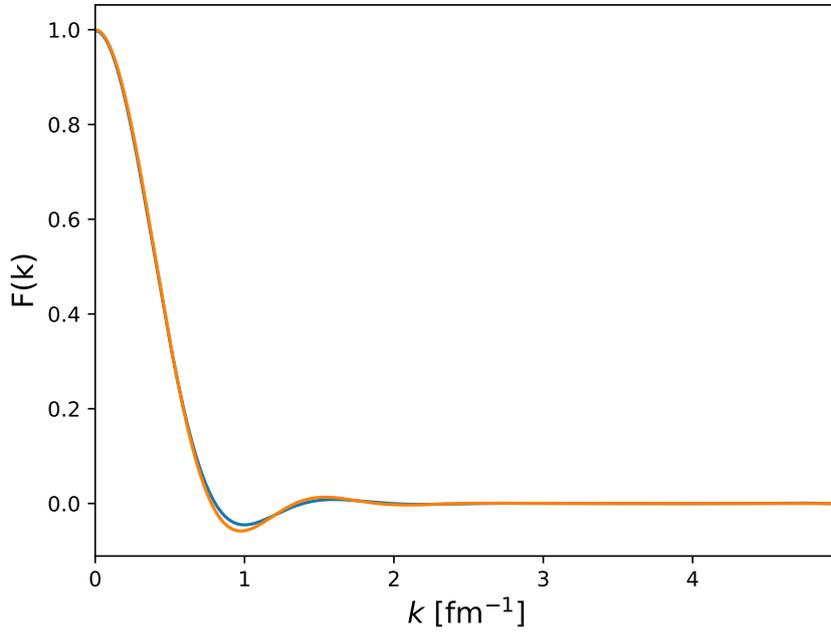


Figura 4.1: Factor de forma para un núcleo de iodo. Color azul: la densidad de tipo Wood-Saxon, color naranja: factor de forma de Helm.

4.1.2. Contribución dependiente del spin

En este caso la sección eficaz diferencial se escribe como

$$\frac{d\sigma_{SD}}{dE_{nr}}(E_{nr}, v) = \frac{m_A}{2v^2\mu_A^2}\sigma_{SD}(0)F_{SD}^2(E_{nr}), \quad (4.8)$$

donde consideramos la aproximación de momento transferido cero, es decir que, en ese caso el factor de forma nuclear F_{SD} tiende a uno.

Cuando el acoplamiento es de tipo axial-vectorial la sección eficaz $\sigma_{SD}(0)$ es proporcional al momento angular total del núcleo J y puede escribirse en

función de la sección eficaz de la dispersión neutralino-protón (σ_{SD}^p) calculada en el Capítulo 3, mediante [97]

$$\sigma_{SD}(0) = \sigma_{SD}^p \left[\langle S_p \rangle + \langle S_n \rangle \frac{a_n}{a_p} \right]^2 \left(\frac{\mu_A}{\mu_p} \right)^2 \frac{4(J+1)}{3J}.$$

En la expresión anterior $a_{n(p)}$ son los factores de acoplamiento de los WIMPs con los neutrones (protones) que se pueden calcular como [84]

$$\begin{aligned} a_p &= A_u \Delta_u^p + A_d \Delta_d^p + A_s \Delta_s^p, \\ a_n &= A_u \Delta_u^n + A_d \Delta_d^n + A_s \Delta_s^n. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Las constantes A_q están definidas para cada quark en la ecuación (2.5) y Δq^p representan la contribución del quark q al spin del protón (ecuación (3.13)).

La masa reducida del sistema neutralino-protón es μ_p y $\langle S_{n(p)} \rangle$ es el promedio del contenido de spin del neutrón (protón) sobre la función de onda nuclear (constantes tabuladas [84]).

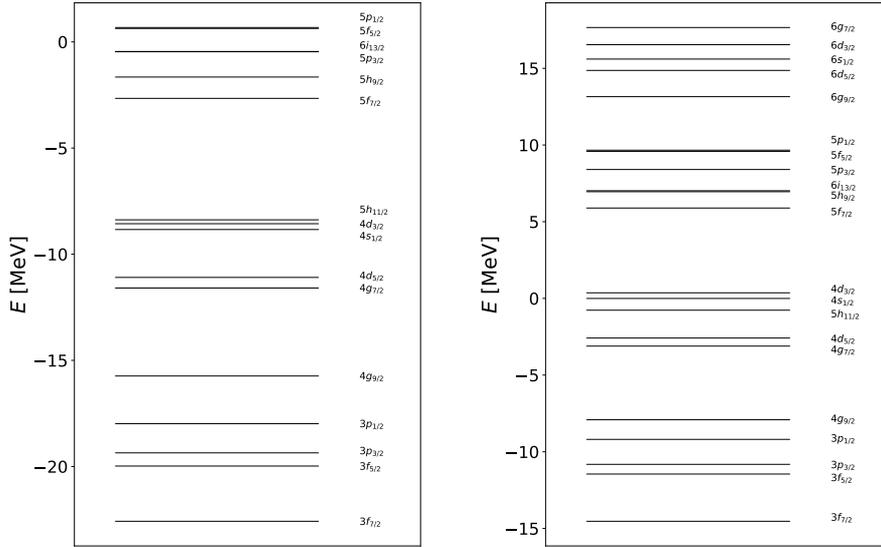


Figura 4.2: Espectro de energía de partícula independiente para el ^{131}Xe . Derecha: protones, izquierda: neutrones

En este trabajo calculamos $\langle S_{n(p)} \rangle$ utilizando la aproximación de cuasi-partícula independiente para un detector de ^{131}Xe (54 protones y 77 neutrones), cuyos niveles de energía de partícula independiente se muestran en la Figura 4.2 (la notación nlj , corresponde a: n el número cuántico radial, l el número cuántico orbital, j el momento angular).

Como el xenón tiene un número par de protones la contribución de $\langle S_p \rangle$ es despreciable frente a la de $\langle S_n \rangle$, por lo que consideramos nulo el contenido de spin del protón y calculamos el correspondiente al neutrón.

Comenzamos ubicando los 77 neutrones siguiendo el espectro de partícula independiente presentado, obteniendo que el primer orbital activo es $5h_{11/2}$. Al comparar con el espectro experimental del ^{131}Xe (ver Figura 4.3), vemos que el estado $5h_{11/2}$ no determina la estructura fundamental del ^{131}Xe , ya que tiene una energía de 0.16 MeV. Su estado fundamental corresponde a un estado de spin $3/2$ y paridad positiva ($\pi = (-1)^l$), estado identificado como $3/2^+$ (j^π). Es decir que el modelo de partícula independiente no logra explicar el espectro experimental.

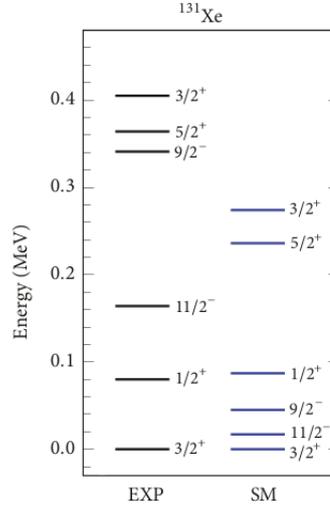


Figura 4.3: Espectro de energía experimental para el ^{131}Xe . Figura extraída de la referencia [101]. Derecha: espectro teórico con un modelo de capas, izquierda: espectro experimental.

Por este motivo consideramos la interacción entre pares de nucleones, utilizando la teoría BCS (Bardeen, Cooper y Schrieffer) [102]. Encontramos que el espectro resultante presenta una inversión y re-ocupación de los niveles, de manera que los niveles activos serán los que se encuentren cerca del mínimo de la energía de cuasipartícula (Figuras 4.4 y 4.5). El espectro del ^{131}Xe para los neutrones se ve modificado (Figura 4.6), ahora el nivel fundamental se encuentra degenerado y está formado por los niveles $4g_{7/2}$ y $4d_{5/2}$.

Como habíamos visto anteriormente, el estado fundamental del ^{131}Xe obtenido experimentalmente [101] corresponde con el estado $3/2^+$. Ahora bien, el ^{131}Xe puede pensarse como el ^{130}Xe con un neutrón activo extra. El primer estado excitado del ^{130}Xe corresponde al estado 2^+ con una energía

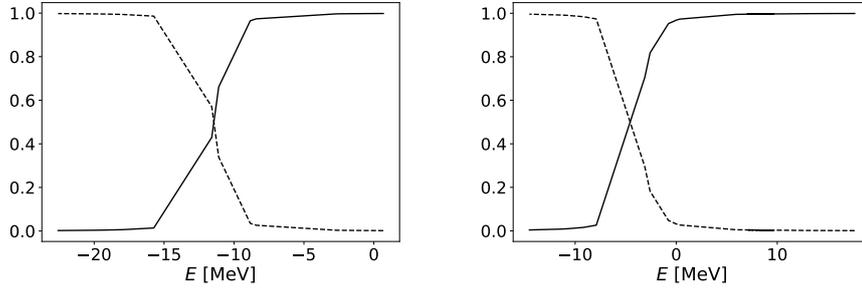


Figura 4.4: Re-ocupación de los niveles de energía para el ^{131}Xe . Derecha: protones, izquierda: neutrones. Línea sólida: factores de desocupación, línea a trazos: factores de ocupación.

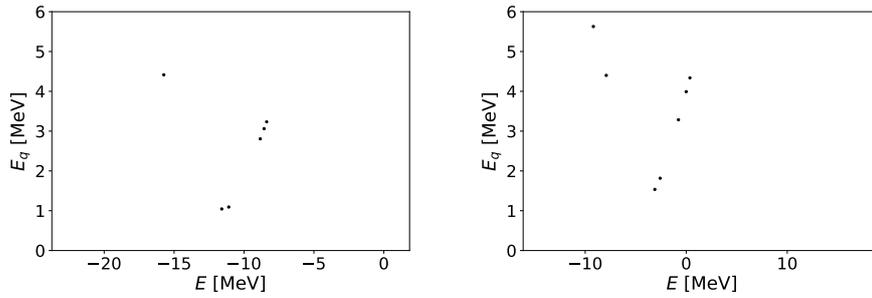


Figura 4.5: Energía de cuasipartícula en función de la energía de partícula independiente para el ^{131}Xe . Derecha: protones, izquierda: neutrones.

de 0.53 MeV según se muestra en la Figura 4.7 [103]. Por lo tanto se puede describir, a primer orden, al ^{131}Xe como el resultado del acoplamiento entre los estados de cuasineutrones con el primer nivel excitado del ^{130}Xe (2^+).

De esta manera podemos formar el estado $3/2^+$ como una combinación lineal de los estados acoplados $\psi_1 = 4g_{7/2} \otimes 2^+$ y $\psi_2 = 4d_{5/2} \otimes 2^+$ ($4g_{7/2}$ y $4d_{5/2}$ son los estados de cuasipartícula acoplados con el estado 2^+ del ^{130}Xe). La energías de cada estado se determinan como la suma de la energía de cuasipartícula más la energía del estado 2^+

$$E_1 = E_{4g_{7/2}} + E_{2^+} = 1.57 \text{ MeV},$$

$$E_2 = E_{4d_{5/2}} + E_{2^+} = 1.62 \text{ MeV}.$$

Al considerar un hamiltoniano de la forma $H = H_0 + V$, donde H_0 es el hamiltoniano libre y V es un término de interacción cuya representación

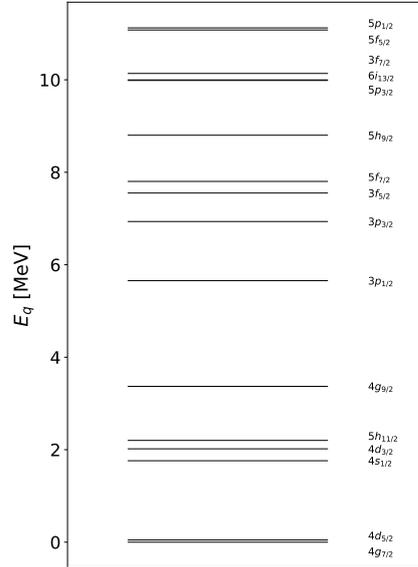


Figura 4.6: Espectro de energía de cuasineutrones para el ^{131}Xe .

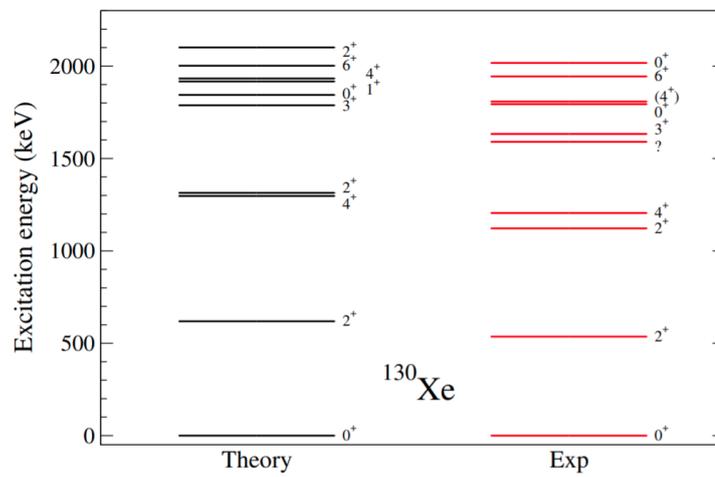


Figura 4.7: Espectro de energía experimental para el ^{130}Xe . Figura extraída de la referencia [103]. Derecha: espectro experimental, izquierda: espectro teórico.

matricial es

$$\begin{pmatrix} E_1 & v \\ v & E_2 \end{pmatrix}.$$

La energía de interacción (v) es

$$v = \sqrt{\frac{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 - (E_1 - E_2)^2}{4}},$$

donde $\lambda_{1(2)}$ son los autovalores de la matriz. Considerando que la diferencia entre los autovalores corresponde con la diferencia de entre el estado excitado ($1/2^+$) y el fundamental, $\lambda_1 - \lambda_2 = 0.08$ MeV, encontramos el valor para la energía de interacción $v = 0.03$ MeV.

Conociendo la energía de interacción, calculamos los autovalores del sistema

$$\lambda_1 = 1.64 \text{ MeV},$$

$$\lambda_2 = 1.56 \text{ MeV}.$$

Determinamos un estado que es la combinación lineal entre los estados ψ_1 y ψ_2 , es decir $\psi = A\psi_1 + B\psi_2$, cuyos coeficientes A y B se determinaron al calcular el autovector asociado al autoestado más bajo

$$\begin{pmatrix} E_1 - \lambda_2 & v \\ v & E_2 - \lambda_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Sabiendo que las amplitudes deben estar normalizadas, obtenemos el siguiente sistema

$$A = -2.07 B,$$

$$A^2 + B^2 = 1,$$

de donde obtenemos $A = -0.90$ y $B = 0.43$.

Utilizando los valores obtenidos para $\langle S_n \rangle$ para cada uno de los niveles (ver Tabla 4.1), podemos encontrar el contenido de spin de neutrones para el estado ψ como

$$\langle S_n \rangle = A^2 \langle S_n(4g_{7/2}) \rangle + B^2 \langle S_n(4d_{5/2}) \rangle = -0.427.$$

El valor calculado de $\langle S_n \rangle$ en este trabajo difiere de los resultados publicados en la referencia [84] ($\langle S_n \rangle = -0.23$), el cual fue obtenido utilizando el modelo de bosones en interacción, que es una cruda aproximación a los modelos nucleares, por lo tanto $\langle S_n \rangle$ es fuertemente modelo dependiente. Si

Configuración	$\langle S_n \rangle$
$4g_{7/2}^n - 4g_{7/2}^n$	-0.712
$4d_{5/2}^n - 4d_{5/2}^n$	0.791

Tabla 4.1: Valores esperados del contenido de spin para ^{131}Xe .

se varía ligeramente la interacción (v), se obtienen valores de A y B diferentes, generando diferentes valores para el contenido de spin, por ejemplo los mostrados en la Tabla 4.2. Es decir que este valor es dependiente del modelo nuclear que se considere, sin embargo al variar levemente la interacción encontramos valores de $\langle S_n \rangle$ del mismo signo y orden de magnitud. Se pueden reproducir los valores obtenidos por la referencia [84] al considerar la interacción $v = 0.062$. Por este motivo utilizaremos para nuestros cálculos los valores calculados y presentados en la Tabla 4.2 y el valor extraído de la referencia [84].

A	$\langle S_n \rangle$
1	-0.712
-0.90	-0.427
-0.84	-0.279
-0.80	-0.171

Tabla 4.2: Valores esperados del contenido de spin para ^{131}Xe , considerando diferentes amplitudes.

4.2. Componente astrofísica

El modelo estándar de halo (SHM, por sus siglas en inglés) supone que la materia oscura es un gas no colisional con una distribución de velocidades isotrópica. Su ecuación de estado está dada por [1]:

$$P(r) = \rho(r)\sigma_v^2,$$

donde σ_v^2 es la dispersión de velocidades, $P(r)$ es la presión del gas de materia oscura y $\rho(r)$ la densidad. En equilibrio hidrostático, la presión es igual a la fuerza gravitacional, por lo que el perfil de densidades puede ser calculado como:

$$\rho(r) = \frac{\sigma_v^2}{2\pi G r^2},$$

donde G es la constante de gravitación universal. La dependencia con la distancia, r^{-2} de esta esfera isoterma coincide con las observaciones de las

curvas de rotación para la Vía Láctea en la vecindad del Sol. Sin embargo, además de la esfera isoterma se han propuesto otros perfiles para la densidad de materia oscura como el NFW [104] o Einasto [105]. Otras desviaciones al SHM se han desarrollado utilizando simulaciones hidrodinámicas que incluyen los efectos gravitacionales de los bariones. En las mismas, se concluye que existe un pequeño corrimiento con respecto al SHM en las curvas de exclusión (sección eficaz vs. masa) para masas pequeñas [106]. En la práctica, estos efectos son desviaciones menores cuando trabajamos en la vecindad del Sol [107]. Estudios recientes, a partir de los resultados de GAIA, plantean la existencia de subestructuras del Halo que podrían afectar el flujo de partículas de materia oscura que llegan a la Tierra, y esta señal podría ser observada por detectores direccionales [108]. Al ser estos resultados muy recientes en este trabajo consideraremos el SHM. En este modelo se propone como distribución de velocidades para las partículas de materia oscura una distribución de tipo Maxwell-Boltzman [109]:

$$f(\vec{v}) = \frac{1}{N(\pi v_0^2)^{\frac{3}{2}}} e^{-|\vec{v}|^2/v_0^2}, \quad \text{para } |\vec{v}| < v_{\text{esc}},$$

$$N = \text{erf}\left[\frac{v_{\text{esc}}}{v_0}\right] - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{v_{\text{esc}}}{v_0} e^{-\left(\frac{v_{\text{esc}}}{v_0}\right)^2},$$

donde N es el factor de normalización y $\text{erf}[x] = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-x^2} dx$, es la función error. En este caso v_0 es la velocidad circular del Sol alrededor del centro galáctico que se considera constante con un valor de 220 km/s [29].

Al trabajar en el sistema galáctico debemos considerar la distribución que tiene en cuenta el movimiento del laboratorio, es decir

$$f(\vec{v}, \vec{v}_{\text{lab}}) = \frac{1}{N(\pi v_0^2)^{\frac{3}{2}}} e^{-|\vec{v} + \vec{v}_{\text{lab}}|^2/v_0^2}, \quad (4.10)$$

donde ahora \vec{v} es la velocidad del WIMP respecto de la Tierra y \vec{v}_{lab} es la velocidad del laboratorio respecto de la galaxia.

En el rango de velocidades permitidas (menores que la velocidad de escape de la galaxia), a partir de la ecuación (4.3), se observa que la sección eficaz diferencial tanto para el caso axial-vectorial como para el caso escalar es inversamente proporcional a v^2 . Por la tanto, reescribiendo la expresión para la tasa de retroceso,

$$\frac{dR}{dE_{\text{nr}}} = \frac{\rho_\chi}{m_A m_\chi} \frac{m_A}{2\mu_A^2} \sigma(0) F^2(E_{\text{nr}}) \int d^3v \frac{f(\vec{v}, t)}{v}, \quad (4.11)$$

definiendo η como [28]

$$\eta = \int \frac{f(\vec{v}, t)}{v} d^3v, \quad (4.12)$$

y reemplazando la expresión de la distribución de Maxwell-Boltzman dada por la ecuación (4.10) encontramos

$$\begin{aligned}\eta &= \frac{1}{N(\pi v_0^2)^{3/2}} \int \frac{e^{-(\vec{v}+\vec{v}_{\text{lab}})^2/v_0^2}}{v} d^3v \\ &= \frac{1}{N\sqrt{\pi}v_0v_{\text{lab}}} \left[\int_{v_{\text{min}}}^{v_{\text{esc}}+v_{\text{lab}}} e^{-(v-v_{\text{lab}})^2/v_0^2} dv - \int_{v_{\text{min}}}^{v_{\text{esc}}-v_{\text{lab}}} e^{-(v+v_{\text{lab}})^2/v_0^2} dv \right].\end{aligned}\quad (4.13)$$

En la expresión anterior consideramos que los WIMPs deben tener una velocidad mínima para provocar un retroceso del núcleo de energía E_{nr} que denominamos v_{min} . Esta velocidad puede ser determinada a partir de [28]

$$v_{\text{min}} = \sqrt{\frac{E_{\text{nr}}(m_\chi + m_A)^2}{2m_A m_\chi^2}}. \quad (4.14)$$

Al definir $v_1 = v_{\text{esc}} - v_{\text{lab}}$ y $v_2 = v_{\text{esc}} + v_{\text{lab}}$, la integral anterior puede ser escrita como

$$\eta = \begin{cases} \frac{1}{2Nv_{\text{lab}}} \left[\text{erf} \left[\frac{v_{\text{lab}}+v_{\text{min}}}{v_0} \right] - \text{erf} \left[\frac{v_{\text{min}}-v_{\text{lab}}}{v_0} \right] \right] & v_{\text{min}} < v_1 \\ \frac{1}{2Nv_{\text{lab}}} \left[\text{erf} \left[\frac{v_{\text{esc}}}{v_0} \right] - \text{erf} \left[\frac{v_{\text{min}}-v_{\text{lab}}}{v_0} \right] \right] & v_1 < v_{\text{min}} < v_2 \\ 0 & v_{\text{min}} > v_2 \end{cases} \quad (4.15)$$

Si se considera otro tipo de distribución de velocidades, el factor que se ve modificado en la tasas de retroceso es la función η .

4.2.1. Medición en Tierra y su dependencia con la posición del laboratorio

En la sección anterior vimos que para obtener una expresión para la tasa de retroceso necesitamos la velocidad del laboratorio. Para esto se debe tener en cuenta que el laboratorio está ubicado en cierto lugar de la Tierra, por lo que la velocidad total será la suma de la velocidad del Sol respecto al sistema galáctico (\vec{v}_\odot^G) y de la velocidad de la Tierra respecto al Sol (\vec{v}_\oplus).

La velocidad del Sol respecto al sistema galáctico será la suma de la velocidad del Local Standard of Rest (LSR, \vec{v}_{LSR}) debido a la rotación de la galaxia, y la velocidad de rotación del Sistema Solar (o del Sol) respecto al LSR (\vec{v}_\odot).

En el sistema galáctico, el cual está centrado en el Sol, el eje $\hat{\epsilon}_1^G$ apunta al centro galáctico, el eje $\hat{\epsilon}_3^G$ al polo norte galáctico y el eje $\hat{\epsilon}_2^G$ en terna directa (ver Figura 4.8). En este sistema, la velocidad del LSR debido a la rotación de la galaxia es constante y vale, en módulo $|\vec{v}_{\text{LSR}}| = 220 \pm 50 \text{ km/s}$ [110] y

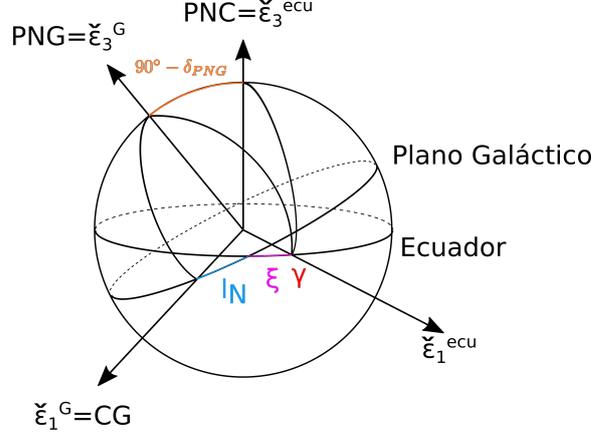


Figura 4.8: Esfera celeste con coordenadas ecuatoriales y galácticas, donde $\delta_{\text{PNG}} = 27,^\circ 1283$ es la declinación del polo norte galáctica y $l_N = 33^\circ$ es la longitud del nodo.

su dirección se corresponde con ξ_2^G . La velocidad peculiar del Sol respecto del LSR es $\vec{v}_\odot = (9, 12, 7)$ km/s [110], finalmente en el sistema galáctico,

$$\vec{v}_\odot^G = \vec{v}_\odot + \vec{v}_{\text{LSR}}. \quad (4.16)$$

Por otro lado, la velocidad de la Tierra respecto del Sol se descompone en la velocidad de revolución de la Tierra alrededor del Sol (\vec{v}_{rev}) y la velocidad de rotación de la Tierra sobre su eje (\vec{v}_{rot}) [110]

$$\vec{v}_\oplus(t, t') = \vec{v}_{\text{rev}}(t) + \vec{v}_{\text{rot}}(t'). \quad (4.17)$$

En la expresión anterior t es el tiempo medido en días sidéreos y t' es el tiempo medido en horas sidéreas.

La velocidad de revolución de la Tierra, al despreciar la excentricidad de la órbita, puede ser escrita como [110]

$$\vec{v}_{\text{rev}}(t) = v_{\text{rev}}^\oplus [\xi_1^{\text{eclip}} \sin(w_{\text{rev}}(t - t_{\text{eq}})) - \xi_2^{\text{eclip}} \cos(w_{\text{rev}}(t - t_{\text{eq}}))].$$

En la expresión anterior v_{rev}^\oplus es la velocidad orbital media, $v_{\text{rev}}^\oplus = 29.8$ km/s [110]. Los versores ξ_1^{eclip} , ξ_2^{eclip} , ξ_3^{eclip} , corresponden a los versores del sistema ecliptical, donde ξ_1^{eclip} apunta al equinoccio vernal, ξ_3^{eclip} al polo norte y ξ_2^{eclip} se define por la terna directa (ver Figura 4.9). En el argumento de las funciones trigonométricas definimos w_{rev} como la frecuencia de revolución de la Tierra (cuyo período es de un año sidéreo) $w_{\text{rev}} = 2\pi/T$ ($T = 1$ año), t_{eq} es

el tiempo sidéreo correspondiente al equinoccio de marzo (que corresponde al día sidéreo 80.22 referido a J2000.0¹).

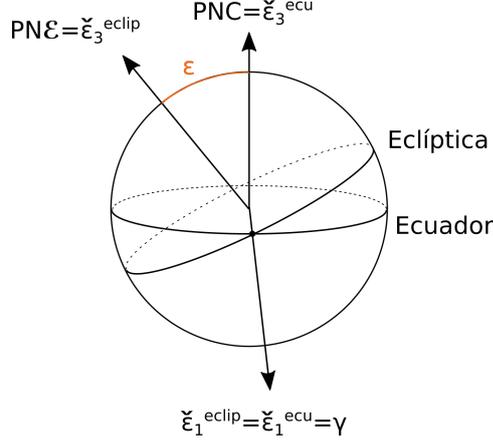


Figura 4.9: Esfera celeste con coordenadas ecuatoriales y eclipticales, donde ε es la oblicuidad de la eclíptica.

La velocidad de rotación de la Tierra se escribe como [110]

$$\vec{v}_{\text{rot}}(t') = v_{\text{rot}}^{\oplus} [\tilde{\varepsilon}_1^{\text{ecu}} \sin(w_{\text{rot}}(t' + t_0)) - \tilde{\varepsilon}_2^{\text{ecu}} \cos(w_{\text{rot}}(t' + t_0))].$$

donde v_{rot}^{\oplus} dependerá de la posición del laboratorio, ya que se puede escribir como $v_{\text{rot}}^{\oplus} = V_{\text{ecu}} \cos(\phi_0)$, donde V_{ecu} es la velocidad de rotación del ecuador (0.4655km/s) [110] y ϕ_0 es la latitud del laboratorio. La frecuencia de rotación es la correspondiente a la rotación diurna $w_{\text{rot}} = 2\pi/(1 \text{ día sidéreo})$, t_0 es el tiempo correspondiente a la longitud λ_0 del laboratorio y t' es el tiempo medido en horas sidéreas. Los versores $\tilde{\varepsilon}_1^{\text{ecu}}$, $\tilde{\varepsilon}_2^{\text{ecu}}$, $\tilde{\varepsilon}_3^{\text{ecu}}$ corresponden al sistema ecuatorial, $\tilde{\varepsilon}_1^{\text{ecu}}$ apunta al equinoccio vernal, $\tilde{\varepsilon}_3^{\text{ecu}}$ al polo norte celeste y $\tilde{\varepsilon}_2^{\text{ecu}}$ se define de forma tal de obtener una terna directa (ver Figura 4.8).

Finalmente, la velocidad del laboratorio se determina como

$$\vec{v}_{\text{lab}} = \vec{v}_{\odot}^G + \vec{v}_{\oplus}(t, t'). \quad (4.18)$$

Una vez obtenidas las expresiones para $\vec{v}_{\text{rev}}(t)$ y $\vec{v}_{\text{rot}}(t')$, podemos escribirla como

$$\vec{v}_{\text{lab}} = v_{\text{lab}} \check{v}_{\text{lab}},$$

donde \check{v}_{lab} es un versor que se obtiene como $\check{v}_{\text{lab}} = \frac{\vec{v}_{\text{lab}}}{|\vec{v}_{\text{lab}}|}$. Al tener en cuenta las magnitudes de las velocidades del sol y de la tierra podemos considerar a $\check{v}_{\text{lab}} \simeq \check{v}_{\odot}^G$, con $\check{v}_{\odot}^G = \frac{\vec{v}_{\odot}^G}{|\vec{v}_{\odot}^G|}$.

¹J2000.0 es un sistema de referencia caracterizado por la posición del ecuador y equinoccio medio celestes al 1 de enero del año 2000.

Reemplazando las ecuaciones (4.16) y (4.17) y despreciando términos pequeños que solo contribuyen en una milésima parte de la velocidad, el módulo de la velocidad del laboratorio resulta [111]

$$|\vec{v}_{\text{lab}}^G| \simeq |\tilde{v}_{\odot}^G| + \check{v}_{\odot}^G \cdot \vec{v}_{\text{rev}}(t) + \check{v}_{\odot}^G \cdot \vec{v}_{\text{rot}}(t').$$

Al hacer un desarrollo encontramos $|\tilde{v}_{\odot}^G| = |\vec{v}_{\odot}^G| + \frac{1}{2} \frac{|\vec{v}_{\text{rev}}|^2}{|\vec{v}_{\odot}^G|}$. Reescribiendo los términos correspondientes a la revolución y la rotación de la Tierra podemos encontrar los productos escalares anteriores al definir $t_a = t_{\text{eq}} + \frac{\beta_m}{w_{\text{rev}}}$ y $t'_d = \frac{\beta_d}{w_{\text{rot}}} - t_0$ como [111]

$$\begin{aligned} \check{v}_{\odot}^G \cdot \vec{v}_{\text{rev}}(t) &= v_{\text{rev}}^{\oplus} A_m \cos(w_{\text{rev}}(t - t_a)), \\ \check{v}_{\odot}^G \cdot \vec{v}_{\text{rot}}(t') &= v_{\text{rot}}^{\oplus} A_d \cos(w_{\text{rot}}(t' - t'_d)), \end{aligned}$$

donde las constantes son $A_m = 0.488$, $\beta_m = 1.260$ rad, $A_d = 0.671$ y $\beta_d = 3.907$ rad.

Finalmente el módulo de la velocidad del laboratorio medida en coordenadas galácticas, será la suma de la parte independiente del tiempo y las contribuciones dadas por la revolución y la rotación de la Tierra [111]

$$|\vec{v}_{\text{lab}}^G| \simeq |\tilde{v}_{\odot}^G| + v_{\text{rev}}^{\oplus} A_m \cos(w_{\text{rev}}(t - t_a)) + v_{\text{rot}}^{\oplus} A_d \cos(w_{\text{rot}}(t' - t'_d)). \quad (4.19)$$

El término determinado por la revolución de la Tierra alrededor del Sol no depende de la posición del laboratorio, mientras que el término dado por la rotación de la Tierra sobre su eje depende de la posición del laboratorio, no solo el módulo sino también la fase inicial (relacionados con la latitud y longitud del laboratorio respectivamente).

4.3. Tasa de retroceso en función de la modulación anual y diurna

Como vimos anteriormente en la sección 1.3, los experimentos de detección directa buscan medir una modulación anual en la señal obtenida como resultado de la revolución de la Tierra alrededor del Sol. Por lo tanto, se puede escribir la tasa de retroceso de la siguiente forma

$$\frac{dR}{dE_{\text{nr}}} = B \eta(v_{\text{lab}}(t_a, t'_d)),$$

donde B queda definido como

$$B = \frac{\rho_{\chi}}{m_A m_{\chi}} \frac{m_A}{2\mu_A^2} \sigma(0) F^2(E_{\text{nr}}),$$

la función η dependerá de la distribución de velocidades considerada y de la velocidad del laboratorio (ecuación (4.10)).

Para evidenciar tanto la modulación anual como la modulación diurna, desarrollamos en serie de Taylor la expresión anterior [111]

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dE_{\text{nr}}} \simeq B \left\{ \eta(t_a, t'_d) + \frac{\partial \eta}{\partial v_{\text{lab}}} \frac{\partial v_{\text{lab}}}{\partial \cos(w_{\text{rev}}(t - t_a))} \Big|_{t_a; t'_d} [\cos(w_{\text{rev}}(t - t_a)) - 1] \right. \\ \left. + \frac{\partial \eta}{\partial v_{\text{lab}}} \frac{\partial v_{\text{lab}}}{\partial \cos(w_{\text{rot}}(t' - t'_d))} \Big|_{t_a; t'_d} [\cos(w_{\text{rot}}(t' - t'_d)) - 1] \right\}. \end{aligned}$$

Reemplazando la ecuación (4.19) que obtuvimos para la velocidad del laboratorio, obtenemos [111]

$$\frac{dR}{dE_{\text{nr}}} \simeq \left\{ S_0 + S_m(E_{\text{nr}}) \cos(w_{\text{rev}}(t - t_a)) + S_d(E_{\text{nr}}) \cos(w_{\text{rot}}(t' - t'_d)) \right\},$$

donde S_0 es el promedio de la tasa de retroceso en el tiempo, la cual no presenta una modulación. El segundo término representa la modulación anual cuya expresión está dada por

$$S_m(E_{\text{nr}}) = B v_{\text{rev}}^{\oplus} A_m \frac{\partial \eta}{\partial v_{\text{lab}}} \Big|_{t_a; t'_d}, \quad (4.20)$$

y el tercero la modulación diurna

$$S_d(E_{\text{nr}}) = B v_{\text{rot}}^{\oplus} A_d \frac{\partial \eta}{\partial v_{\text{lab}}} \Big|_{t_a; t'_d}, \quad (4.21)$$

donde en ambas expresiones [111]

$$\frac{\partial \eta}{\partial v_{\text{lab}}} = \begin{cases} \frac{-\eta}{v_{\text{lab}}} + \frac{1}{N\sqrt{\pi}v_0v_{\text{lab}}} \left[e^{-\frac{(v_{\text{min}}-v_{\text{lab}})^2}{v_0^2}} + e^{-\frac{(v_{\text{min}}+v_{\text{lab}})^2}{v_0^2}} \right] & v_{\text{min}} < v_1 \\ \frac{-\eta}{v_{\text{lab}}} + \frac{1}{N\sqrt{\pi}v_0v_{\text{lab}}} \left[e^{-\frac{(v_{\text{min}}-v_{\text{lab}})^2}{v_0^2}} \right] & v_1 < v_{\text{min}} < v_2 \\ 0 & v_{\text{min}} > v_2 \end{cases}$$

Para poder comparar con los datos experimentales, las amplitudes de la modulación se promedian en rangos de energía. Estos intervalos están definidos a partir de la resolución de energía de cada detector, es decir, el tamaño de cada celda

$$\langle S_m \rangle = \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} S_m(E_{\text{nr}}) dE_{\text{nr}}, \quad (4.22)$$

$$\langle S_d \rangle = \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} S_d(E_{\text{nr}}) dE_{\text{nr}}. \quad (4.23)$$

donde E_1 y E_2 son los extremos de estas celda, por lo que se calcula un valor medio para la modulación en cada intervalo.

También es necesario tener en cuenta que los experimentos no miden directamente la energía de retroceso de los eventos de dispersión. El núcleo que retrocede (o el electrón que retrocede, en el caso de algunas señales de fondo) transfiere su energía a los electrones, que pueden observarse como ionización o centelleo en el detector, o a otros núcleos, produciendo fonones y calor. Algunos experimentos que miden solo el centelleo o la ionización dan sus resultados en términos de la energía equivalente a electrones E_{ee} de un evento en su detector (expresado en unidades de keVee) [41]. Esta cantidad se define como la energía del retroceso de un electrón que produciría la cantidad observada de centelleo o ionización. Los retrocesos nucleares tienden a producir una menor cantidad de centelleo o ionización que los retrocesos de electrones para la misma energía de retroceso, por lo que E_{ee} no es la energía de retroceso de ese evento. Para los retrocesos nucleares, estas dos energías están relacionadas por $E_{ee} = QE_{nr}$ [41], donde Q se denomina factor de fragmentación de la intensidad. Este factor, es diferente para cada elemento de un detector y puede depender de la energía de retroceso.

4.4. Detectores de materia oscura

Pese a las más de tres décadas de búsqueda experimental de la materia oscura, aún no se ha confirmado ninguna detección. Sin embargo, con las mejoras en la sensibilidad de los detectores se han obtenido fuertes restricciones en la masa y la sección eficaz.

La señal producida por la dispersión de partículas de materia oscura por un núcleo puede ser detectada a través de: luz (consecuencia de la excitación y desexcitación de los núcleos); carga (la ionización de los átomos del detector); y calor (producido por los fonones en los detectores de cristal). Los detectores actuales utilizan alguna de estas técnicas o una combinación de ellas para poder discernir la señal de la materia oscura de los ruidos del fondo generados por otro tipo de interacciones (ver Figura 4.10) [6].

En esta tesis trabajamos con los datos obtenidos por los experimentos DAMA/LIBRA, CoGeNT, DM-Ice y XENON1T, a su vez haremos predicciones para SABRE y ANDES.

En el Laboratorio Nacional de Gran Sasso(LNGS) localizado en Italia, se encuentran instalados a 1400 metros de profundidad los experimentos DAMA/LIBRA y XENON1T.

DAMA/LIBRA posee un conjunto de 25 cristales que totaliza 250 kg de ioduro de sodio activado con talio, NaI (Tl), que cuando se ioniza emite fotones (centelleo). Actualmente se encuentra en la fase 2 donde lograron disminuir la energía límite del detector a 1 keV y ya posee 6 ciclos anuales de mediciones [42]. Por su parte el experimento XENON1T utiliza 3.2 toneladas

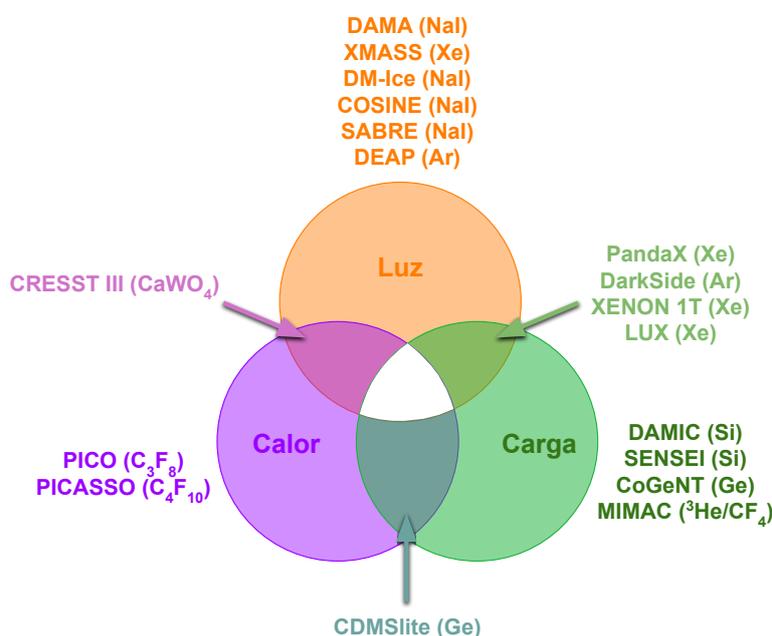


Figura 4.10: Tipos de detectores separados según el tipo de señal detectada.

de xenón líquido a una temperatura de -95° .

En el laboratorio SUL (Soudan Underground Laboratory, ubicado en una mina en Minesota, Estados Unidos a 713 metros de profundidad), se encuentran los experimentos CoGeNT y CDMS. El detector utilizado por el experimento CoGeNT posee un único cristal de Germanio de 440 gr [112]. En abril de 2013, la colaboración CoGeNT encontró una modulación en su tasa de eventos para un rango de energía entre $0.5 - 2$ keVee con una significancia de 2.2σ , con un período de $T = 336 \pm 24$ días o $T = 350 \pm 20$ días [112]. Se encuentra planificada su actualización, en la cual se utilizarán 4 cristales similares a los utilizados por CoGeNT pero con una masa de 1.3 kg (C-4) [113].

El experimento DM-ICE se encuentra ubicado en el Polo Sur a 2457 m de profundidad en el hielo antártico y está compuesto por un detector de 17 kg de Na(Tl). Los datos obtenidos por esta colaboración son consistentes con una señal no modulada en el rango de energía 4-20 keV. Actualmente forma parte de la colaboración COSINE-100, que empleará un detector de 100 kg de Na(Tl).

En la Tabla 4.3 se detallan algunos de los detectores activos, su ubicación y algunas de sus características técnicas. No existe hoy en día ningún experimento activo en el hemisferio sur, salvo DM-Ice. Es muy importante

Experimento	Ubicación	Material	Masa[kg]	E_{lim} [keVee]	Ref.
DAMA/LIBRA	Italia	NaI	242.5	1	[42]
COSINE-100	Corea del Sur	NaI	106	2	[48]
DM-Ice	Polo Sur	NaI	17	6.5	[114]
SABRE(*)	Australia	NaI	50	<1	[46]
Xenon1T	Italia	Xe	3200	0.4	[45]
PandaX	China	Xe	580	1	[115]
XMASS	Japón	Xe	832	1	[116]
LUX	EE.UU.	Xe	368	3	[117]
DAMIC	Canadá	Si	40	0.05	[118]
SENSEI(*)	EE.UU.	Si	9.5×10^{-5}	0.001	[119]
DarkSide	Italia	Ar	46	0.1	[49]
DEAP	Canadá	Ar	3300	15.6	[51]
CoGeNT	EE.UU.	Ge	0.443	0.5	[112]
CDMSlite	EE.UU.	Ge	0.6	0.056	[44]
CESST III	Italia	CaWO ₄	0.025	0.03	[43]
PICO-60	Canadá	C ₃ F ₈	52	2.45	[50]
PICASO	Canadá	C ₄ F ₁₀	3	1	[120]
MIMAC (*)	Francia	CF ₄			[47]

Tabla 4.3: Experimentos de detección directa de materia oscura. (*)No operativos aún [1, 107].

contar con experimentos en ambos hemisferios para poder estudiar la modulación diurna de la señal detectada. El experimento DM-Ice por su latitud no presentaría este efecto, es por esto que los experimentos como SABRE, ubicado en Australia y ANDES, planeado para instalarse en la cordillera entre Argentina y Chile, serán cruciales para medir este efecto.

En la Figura 4.11 se muestran los límites experimentales actuales para la sección eficaz independiente del spin. Para masas de WIMPs por encima de $5 \text{ GeV}/c^2$, los límites más estrictos están dados por los experimentos XENON1T, LUX y PandaX-II, donde quedan excluidas las interacciones de nucleón-WIMP con secciones eficaces superiores a $4.1 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ para $m_\chi = 30 \text{ GeV}/c^2$ [45]. En un intervalo de masas de $1.8 < m_\chi < 5 \text{ GeV}/c^2$ el experimento DarkSide-50 posee el límite de exclusión más estricto [49]. Para masas por debajo de $m_\chi = 1.8 \text{ GeV}/c^2$ CRESST-III está imponiendo actualmente las cotas más estrictas extendiendo el rango de masa hasta $m_\chi = 0.16 \text{ GeV}/c^2$ [43]. Los dos contornos de DAMA indican los valores de la sección eficaz y las masas obtenidas a partir de la modulación anual observada en la dispersión de yodo (I) y sodio (Na) [42].

Por otro lado, en las Figuras 4.12 mostramos las cotas experimentales

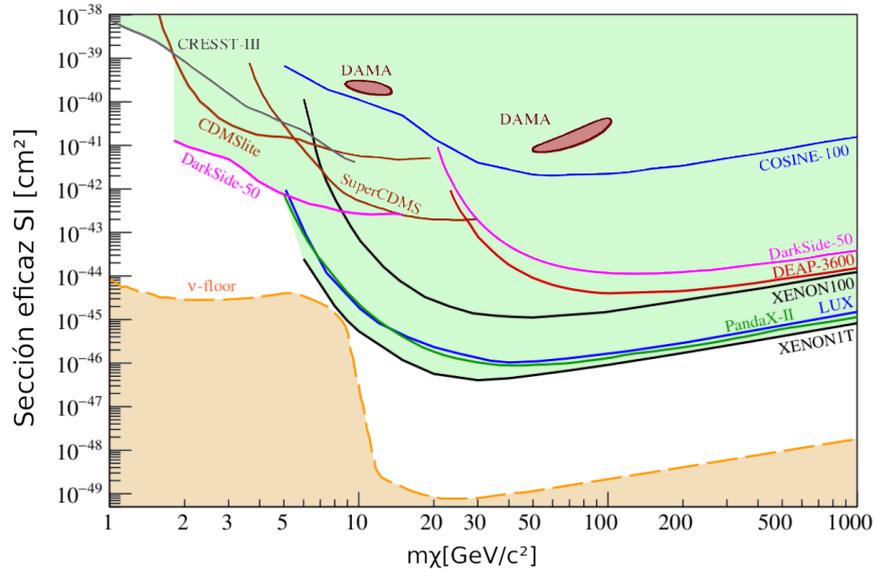


Figura 4.11: Límites experimentales para la sección eficaz independiente del spin, para la dispersión materia oscura-nucleón. Figura tomada de la referencia [1].

para la sección eficaz dependiente del spin. El mejor límite hasta la fecha es el correspondiente al experimento PICO-60 donde excluye secciones eficaces por encima de $2.5 \times 10^{-41} \text{cm}^2$ para $m_\chi = 25 \text{ GeV}/c^2$ [50]. A masas bajas entre $2 \text{ GeV}/c^2 < m_\chi < 4 \text{ GeV}/c^2$, los mejores límites en las interacciones WIMP-protón dependientes del spin fueron extraídos de PICASSO [120].

Debido a una abundancia natural de isótopos de xenón con neutrones no apareados, las restricciones más fuertes en la dispersión dependiente de spin de la interacción WIMP-neutrón se establecen por las observaciones de los experimentos LUX, PandaX, XENON, siendo el más sensible hasta la fecha XENON1T [45].

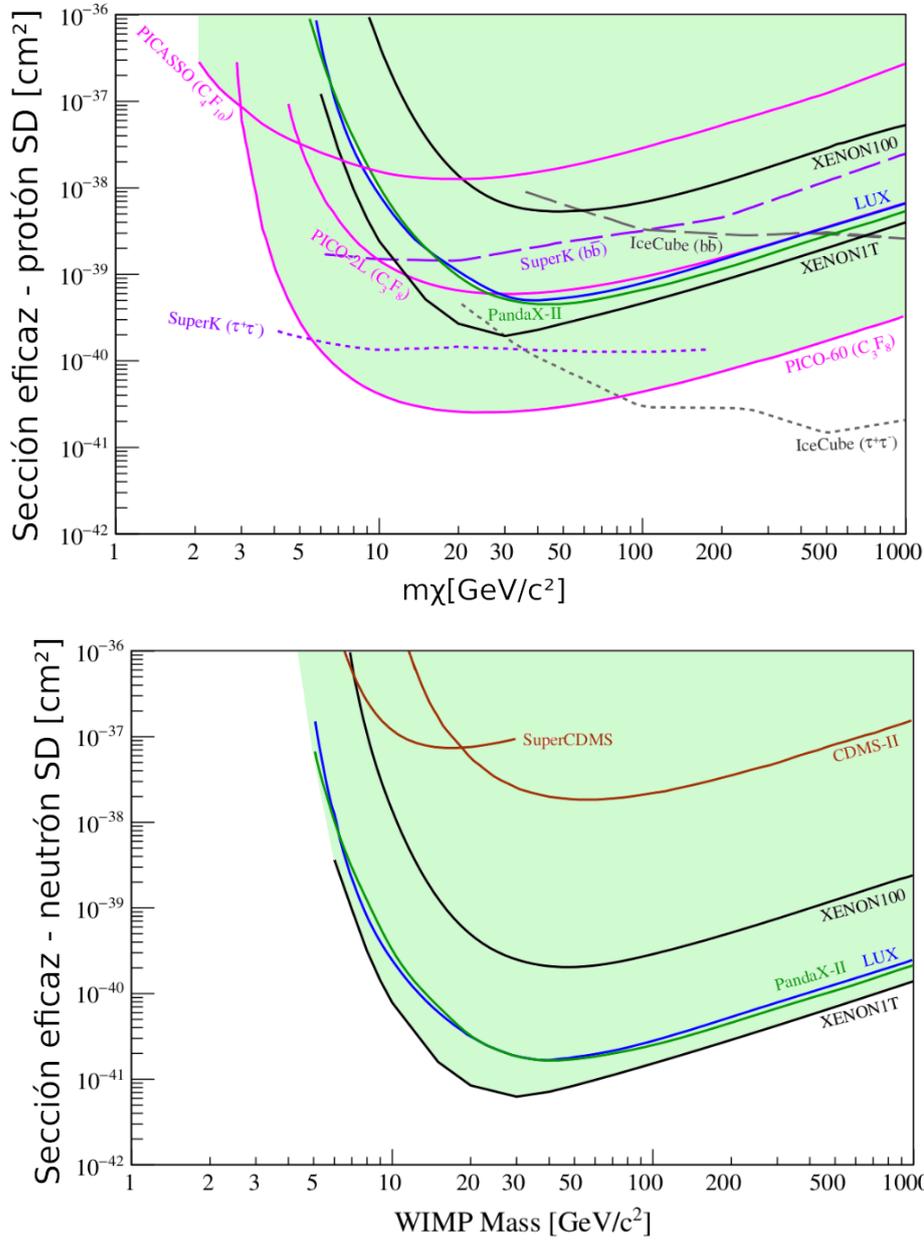


Figura 4.12: Límites experimentales para la sección eficaz dependiente del spin, para la dispersión materia oscura-protón y neutrón. Figura tomada de la referencia [1].

Capítulo 5

Resultados I: Sección eficaz

En este capítulo mostramos los resultados del cálculo de la sección eficaz de la interacción de los neutralinos con protones o neutrones, parte de los resultados presentados se encuentran publicados en [121]. A los efectos de fijar escalas de referencia consideraremos como límites masas livianas y pesadas del neutralino, independientemente del status que posean éstas escalas de masas a partir de experimentos realizados con aceleradores (posibles exclusiones de masas livianas). Realizaremos el cálculo a efectos de comparar las respectivas secciones eficaces con los factores de forma de quarks (en protones y neutrones) y los factores de forma nucleares para los protones y neutrones incluidos. A pesar de no estar favorecidas por reacciones en aceleradores, por completitud analizaremos también casos correspondientes a masas livianas. Motiva este análisis el hecho de que, como hemos mencionado antes, las secciones eficaces para la detección de partículas que sean posibles componentes de la materia oscura no solo incluye la información del lagrangiano elemental, sino también la correspondiente al régimen no perturbativo de QCD y a las interacciones nucleares. En consecuencia, la comparación es de interés. Los resultados a ser presentados serán expresados en función de la energía del neutralino incidente. Debemos recordar que los posibles valores de m_χ cubren varios ordenes de magnitud tal como se ilustra en la Figura 1.5 y los valores usados a continuación cubren un rango limitado de dichos ordenes.

Las masas del squark ($M_{\tilde{q}}$), del pseudo-escalar de Higgs (m_{ps}), fueron tomadas de la referencia [89] (ver Tabla 5.1). Con respecto a los parámetros libres del lagrangiano: β , μ y M , fijamos el valor de β según las referencias [122, 123, 124] y variamos el parámetro μ y la masa del neutralino. El valor de M queda determinado para cada conjunto de valores de estos parámetros (ver Apéndice A para más detalle).

Como mencionamos anteriormente, en este trabajo estudiamos dos regiones posibles para la masa de los neutralinos [1, 125]:

- i) m_χ mayor que 1 GeV.

Parámetro	Valor [GeV]
$M_{\tilde{q}}$	1500
m_{ps}	500

Tabla 5.1: Parámetros del MSSM [89].

ii) m_χ menor que 1 GeV.

5.1. Contribución escalar

5.1.1. Caso neutralinos pesados

El objetivo de estos cálculos no consiste en determinar la validez de los parámetros propuestos en el modelo para las corrientes sino en determinar las consecuencias a nivel de la sección eficaz medida en procesos de detección directa.

En la Figura 5.1 presentamos la contribución del canal escalar a la sección eficaz para cada sabor de quark con respecto a la energía del neutralino. Mostramos a modo de ejemplo solo el caso de $\mu = 100$ GeV donde se ve que la mayor contribución proviene del sector de quark top, para las distintas masas del neutralino consideradas. Los parámetros del modelo usados para realizar la Figura se presentan en la Tabla 5.2.

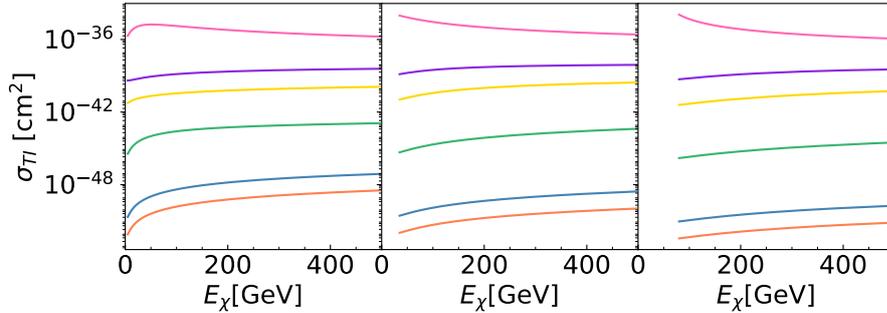


Figura 5.1: Contribución escalar a la sección eficaz de cada quark como función de la energía del neutralino. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. Para $\mu = 100$ GeV. Color naranja: quark up; color azul: quark down; color verde: quark strange; color amarillo: quark charm; color violeta: quark bottom; color rosa: quark top.

En la Figura 5.2 mostramos la contribución escalar a la sección eficaz neutralino-protón como función de la energía del neutralino. En cada co-

m_χ [GeV]	μ [GeV]	M [GeV]
5	100	73.573
	500	19.826
	1000	14.019
35	100	161.408
	500	76.240
	1000	72.450
80	100	511.240
	500	166.114
	1000	162.122

Tabla 5.2: Valores indicativos de m_χ , μ y M usados en el cálculo de la sección eficaz de las Figuras 5.1, 5.2, 5.7 y 5.8 para $\tan \beta = 3$.

lumna de la Figura 5.2 graficamos la sección eficaz para diferentes masas del neutralino yendo en orden ascendente de izquierda a derecha. En las filas graficamos la contribución de cada mediador, del Higgs pesado, liviano y del squark y en la última mostramos la contribución total al canal escalar. Se observa que el aporte del Higgs liviano, a la sección eficaz, es el de mayor orden de magnitud. Para valores mayores del parámetro μ la sección eficaz disminuye.

Para todos los mediadores de la contribución escalar, es decir, H_1 , H_2 y squark la sección eficaz neutralino-neutrón difiere en menos del 1 % respecto de la correspondiente a la interacción con protones.

Hemos estudiado la dependencia con los valores de $\tan \beta$, en la Figura 5.3 comparamos el caso de $\tan \beta = 10$ con el caso $\tan \beta = 3$ para la contribución total a la sección eficaz, concluyendo que la misma disminuye para todos los valores de la masa del neutralino. La proporción σ_{10}/σ_3 depende tanto de la energía del neutralino como del valor de μ , reduciéndose hasta un factor 0.02.

A título informativo, debemos mencionar que considerando $\tan(\beta) = 10$, si la masa del neutralino es $m_\chi = 60$ GeV el parámetro μ debe ser mayor que 530 GeV, mientras que para $m_\chi = 100$ GeV debe ser $\mu > 1370$ GeV. Estos límites son consistentes con las mediciones de secciones eficaces máximas en experimentos como DEAP-3600 (argón líquido) y XMASS (xenón) [51, 116]. A partir de esta comparación vemos que para satisfacer las cotas dadas por experimentos de detección directa se necesitan valores de μ grandes, que corresponden a una composición de tipo bino para el candidato a materia oscura usado en este cálculo.

Existen también en la bibliografía trabajos teóricos que utilizan otros modelos de materia oscura más complejos, donde estudian la sección eficaz

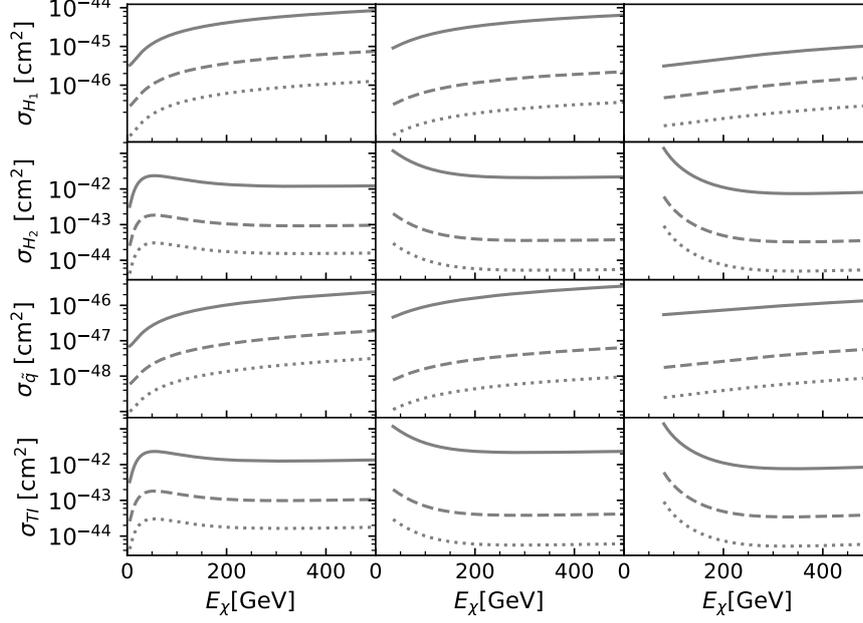


Figura 5.2: Contribución escalar a la sección eficaz neutralino-protón como función de la energía del neutralino. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. De arriba hacia abajo en la fila: contribución del Higgs pesado como mediador; contribución del Higgs liviano como mediador; contribución del squark como mediador; contribución escalar total. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV; línea punteada: $\mu = 1000$ GeV. Los valores para los parámetros del modelo se encuentran en la Tabla 5.2.

como función de la masa de la partícula de materia oscura [88, 6]. A pesar de que hemos utilizado un modelo simple de materia oscura, nuestros resultados son compatibles con los presentados en esos trabajos para ciertos valores de nuestros parámetros como $\tan(\beta) = 10$ y valores del parámetro $\mu > 3700$ GeV. Lo que implica como ya dijimos antes que nuestro candidato a materia oscura es predominantemente bino.

5.1.2. Caso neutralinos livianos

A pesar de no estar favorecidas por reacciones en aceleradores, por completitud analizaremos también casos correspondientes a masas livianas. Como hemos mencionado antes, las secciones eficaces para la detección de partículas que sean posibles componentes de la materia oscura no solo incluye la información del lagrangiano elemental, sino también la correspondiente

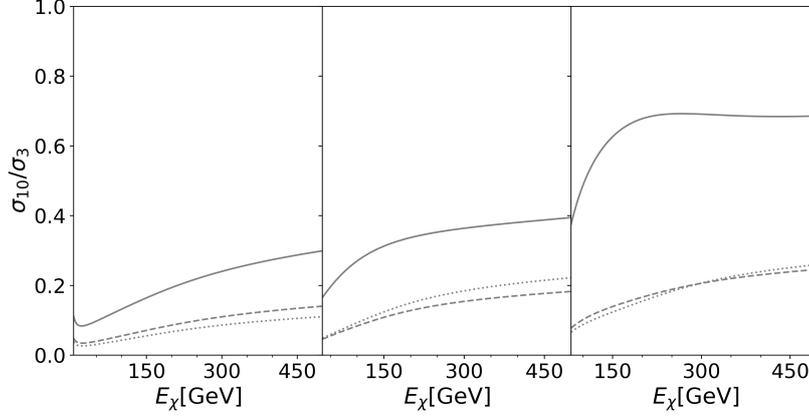


Figura 5.3: Cociente entre la sección eficaz de la dispersión neutralino-protón para $\tan\beta = 10$ y $\tan\beta = 3$ en el canal escalar, como función de la energía del neutralino. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV; línea punteada: $\mu = 1000$ GeV.

al régimen no perturbativo de QCD y a las interacciones nucleares. En este caso utilizamos los parámetros de la Tabla 5.3 para masas de neutralinos del orden de pocos MeV.

m_χ [GeV]	μ [GeV]	M [GeV]
0.005	100	61.360
	500	12.277
0.01	100	61.586
	500	12.410

Tabla 5.3: Valores indicativos de m_χ , μ y M en el cálculo de la sección eficaz de las Figuras 5.4, 5.5, 5.11 y 5.12 para $\tan\beta = 3$.

En la Figura 5.4, observamos que el quark top tiene la mayor sección eficaz, mientras que la menor corresponde al quark up.

En la Figura 5.5 mostramos la sección eficaz neutralino-protón para este caso. Se observa que el Higgs liviano es el que más contribuye a la sección eficaz total y que la sección eficaz aumenta su valor cuando la masa del neutralino es mayor. Para valores mayores del parámetro μ la sección eficaz disminuye.

En el caso del canal escalar, la sección eficaz para protones y neutrones son similares. Para todos los mediadores, H_1 , H_2 y squark, la sección eficaz

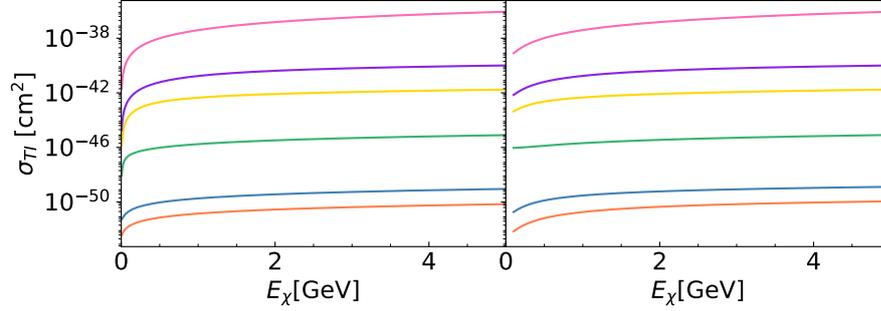


Figura 5.4: Contribución escalar total a la sección eficaz neutralino-quark como función de la energía del neutralino. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ MeV; columna derecha: $m_\chi = 100$ MeV. Para $\mu = 100$ GeV. Color naranja: quark up; color azul: quark down; color verde: quark strange; color amarillo: quark charm; color violeta: quark bottom; color rosa: quark top. Los valores para los parámetros del modelo están indicados en la Tabla 5.3.

neutralino-neutrón difiere en menos del 1% respecto de la correspondiente a la interacción con protones.

Nuevamente estudiamos la dependencia con el parámetro β . En la Figura 5.6 mostramos el cociente entre la sección eficaz para el valor $\tan\beta = 10$ y $\tan\beta = 3$ para la contribución escalar total, en función de la energía del neutralino. Observamos que la misma disminuye su valor en todos los casos, el cambio en esta proporción depende de la energía del neutralino pero no del valor de μ , reduciéndose hasta un factor 0.08. Para valores negativos de μ , la sección eficaz es menor que la correspondiente a valores positivos.

5.2. Contribución axial-vectorial

5.2.1. Caso neutralinos pesados

A continuación mostramos los resultados obtenidos para el conjunto de parámetros presentados en la Tabla 5.2, para el caso de una interacción entre neutralino y núcleos de tipo axial-vectorial.

En la Figura 5.7 presentamos la contribución total del canal axial-vectorial a la sección eficaz de la dispersión neutralino-quark, para cada sabor de quark, con respecto a la energía del neutralino. Mostramos solo el caso de $\mu = 100$ GeV donde se ve claramente que la mayor contribución proviene del sector de quark strange, para las distintas masas del neutralino consideradas.

En la Figura 5.8 mostramos la sección eficaz neutralino-protón para la contribución axial-vectorial en función de la energía del neutralino. En cada columna mostramos la sección eficaz para diferentes masas del neutralino, mientras que en cada fila la sección eficaz para cada diagrama, es decir

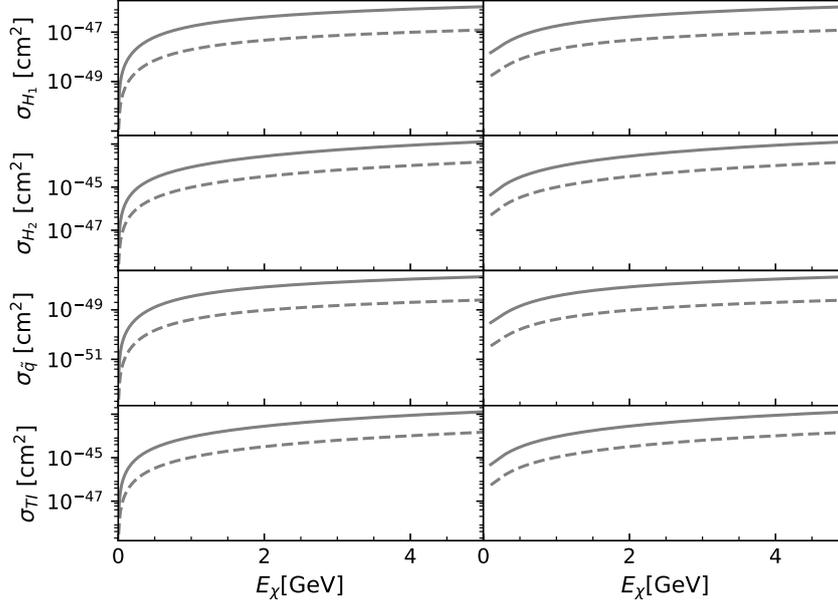


Figura 5.5: Contribución escalar a la sección eficaz neutralino-protón como función de la energía del neutralino. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ MeV; columna derecha: $m_\chi = 100$ MeV. De arriba hacia abajo: contribución del Higgs pesado como mediador; contribución del Higgs liviano como mediador; contribución del squark como mediador; contribución escalar total. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV. Los valores para los parámetros del modelo están indicados en la Tabla 5.3.

para cada mediador (Z , \tilde{q}), y la contribución total. Las diferentes curvas corresponden a diferentes valores de μ y M que dan la misma masa del neutralino.

Se puede observar que, en todos los casos, la contribución correspondiente a el bosón Z como mediador es mayor que la del mediador \tilde{q} , por lo tanto domina a la contribución axial-vectorial. Como la masa del bosón Z es mucho menor que la del squark y como la sección eficaz es inversamente proporcional a la masa del mediador es de esperar que las secciones eficaces sean muy diferentes entre sí. En este caso, las constantes de acoplamiento son del mismo orden de magnitud.

Para el caso del bosón Z y la contribución total, la sección eficaz disminuye para valores crecientes del parámetro μ . En la Figura 5.8 también se puede observar que a mayor masa del neutralino, menor es la sección eficaz.

Para el caso del bosón mediador Z y para masas bajas del neutralino ($\simeq 5$ GeV), la sección eficaz del protón es, a lo sumo, un 22% más chica que la

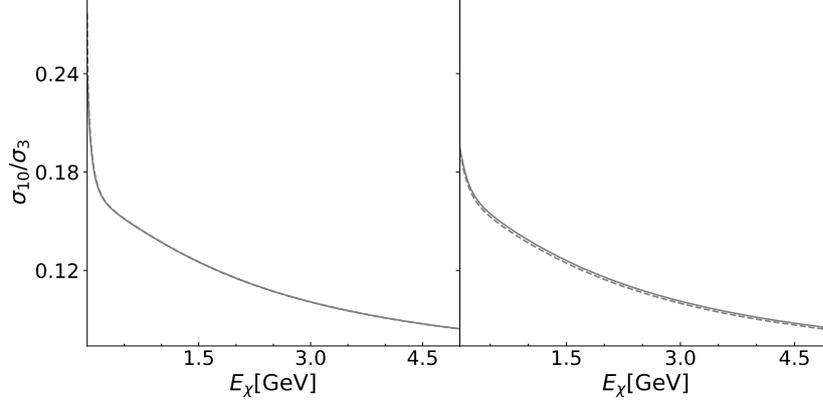


Figura 5.6: Cociente entre la sección eficaz del canal escalar de la dispersión neutralino-protón para $\tan\beta = 10$ y $\tan\beta = 3$, como función de la energía del neutralino. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ MeV; columna derecha: $m_\chi = 100$ MeV. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV.

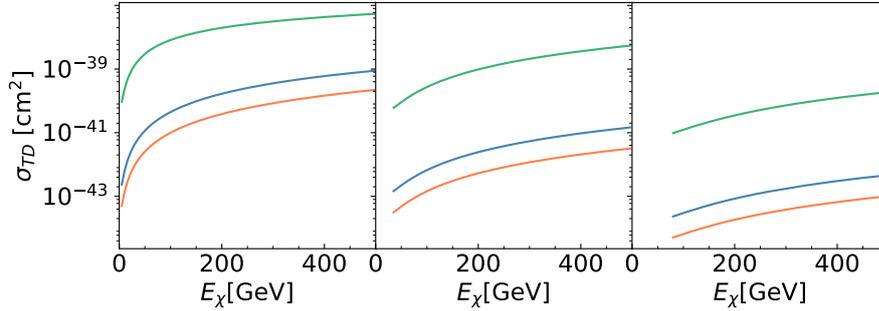


Figura 5.7: Contribución axial-vectorial total a la sección eficaz de la interacción neutralino-quark como función de la energía del neutralino. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. Para $\mu = 100$ GeV. Color naranja: quark up; color azul: quark down; color verde: quark strange. Los valores de los parámetros son los indicados en la Tabla 5.2.

del neutrón (ver Figura 5.9). Para masas mayores de neutralino la diferencia entre σ_n y σ_p es a lo sumo un 6%, siendo la del protón menor que la del neutrón. Para el caso del squark como mediador y masas del neutralino del orden de 5 GeV la sección eficaz σ_p es a lo sumo un 24% más chica que la del neutrón. Sin embargo, para masas más grandes la diferencia depende del parámetro μ , al considerar $\mu = 100$ GeV la diferencia entre σ_n y σ_p es a lo sumo un 6%, siendo la del protón menor que la del neutrón, mientras que

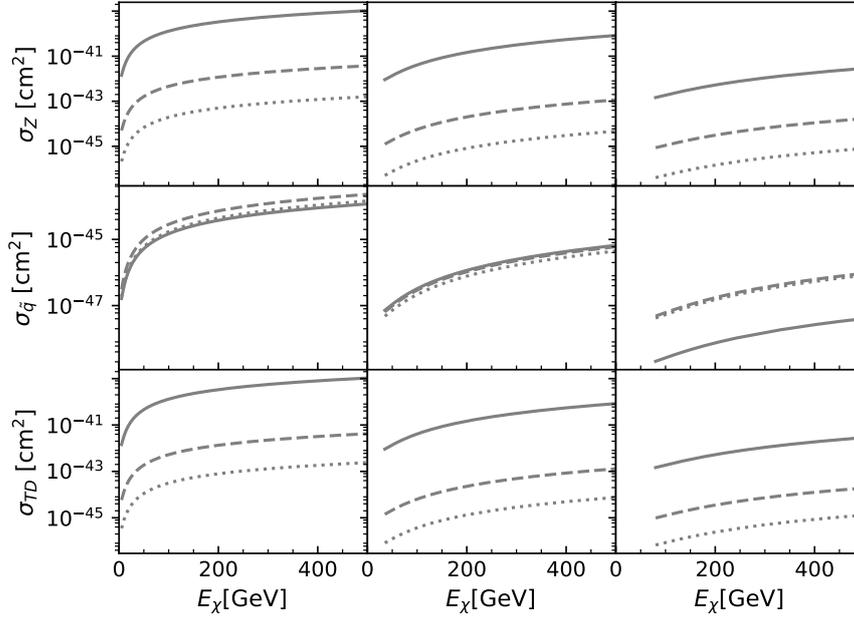


Figura 5.8: Sección eficaz de la dispersión neutralino-protón correspondiente a la contribución axial-vectorial como función de la energía del neutralino. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. Fila superior: mediador Z ; fila del medio: mediador squark; fila inferior: contribución total. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV; línea punteada: $\mu = 1000$ GeV. Los valores de los parámetros son los indicados en la Tabla 5.2.

para valores mayores del parámetro μ la sección eficaz del neutrón es como mucho un 7% menor que la del protón (ver Figura 5.9).

En la Figura 5.10 estudiamos el cociente de la sección eficaz neutralino-protón para $\tan\beta = 10$ y para $\tan\beta = 3$, en función de la energía del neutralino. Se observa que para masas grandes la sección eficaz aumenta cuando aumenta $\tan\beta$. Para masas intermedias el cociente estudiado depende del valor de μ . Mientras que para masas bajas, por ejemplo $m_\chi = 5$ GeV, para valores de μ chicos el cociente σ_{10}/σ_3 es mayor que 1, mientras que para μ grandes el mismo es menor a 1.

Por otro lado, si consideramos valores negativos de μ vemos que para masas pequeñas del neutralino la sección eficaz es menor comparado con sus valores positivos, al considerar igual valor absoluto.

Los límites superiores de la sección eficaz determinados por los experimentos PICO [126], PICASO[127], PANDAX [128], XMASS [129] son ma-

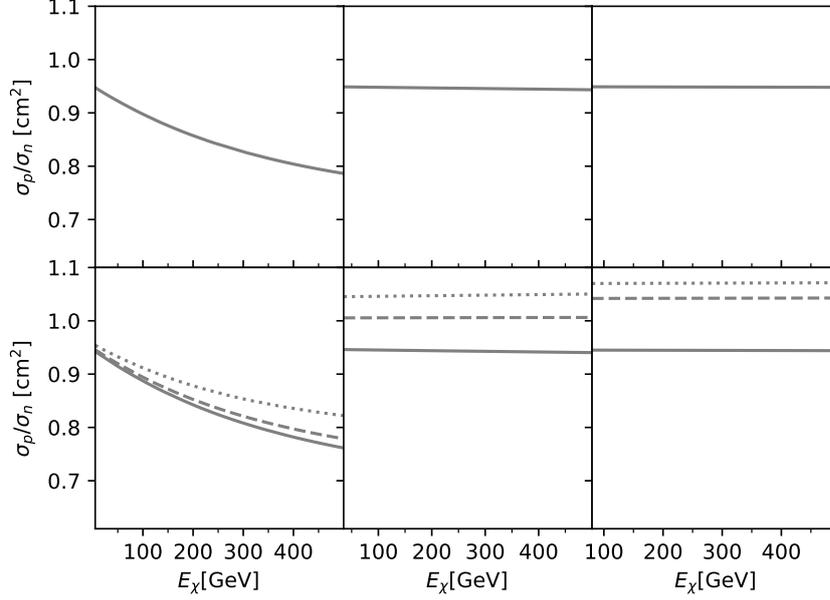


Figura 5.9: Cociente entre la sección eficaz de la dispersión neutralino-protón y neutralino-neutrón como función de la energía del neutralino. Fila superior: bosón Z como mediador, fila inferior: squark como mediador. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV; línea punteada: $\mu = 1000$ GeV.

yores que las secciones eficaces calculadas para todos los valores de μ permitidos por la restricción de la masa del neutralino positiva. Por ese motivo no se puede establecer una cota a los parámetros del modelo usando los datos ya que cualquier valor de μ y M cumplen las restricciones observacionales.

5.2.2. Caso neutralinos livianos

En este caso utilizamos los parámetros de la Tabla 5.3 y en la Figura 5.11 mostramos la sección eficaz entre el neutralino y los quarks en el caso de la interacción axial-vectorial. Observamos que la sección eficaz mayor corresponde al quark strange y la menor al quark up.

Los resultados para la sección eficaz neutralino-protón, cuando la masa del neutralino es del orden de pocos MeV, se muestran en la Figura 5.12. La columna de la derecha representa a un neutralino de masa $m_\chi = 100$ MeV, mientras que la columna de la izquierda $m_\chi = 5$ MeV. En las dos primeras filas mostramos la contribución de cada mediador (Z , \tilde{q}), mientras que en la

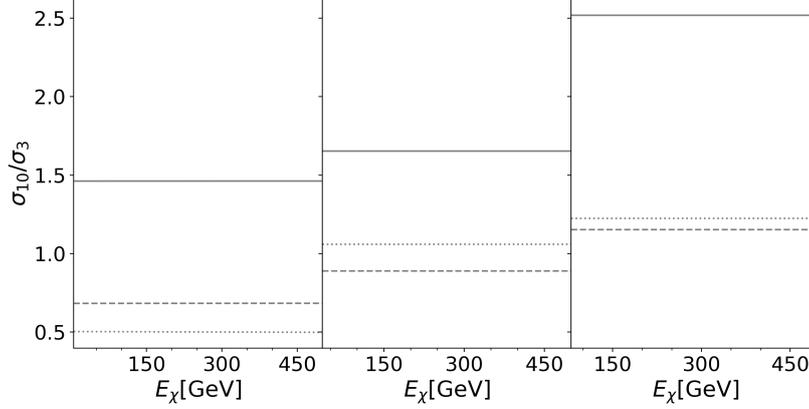


Figura 5.10: Cociente entre la sección eficaz de la dispersión neutralino-protón para $\tan\beta = 10$ y $\tan\beta = 3$ del canal axial-vectorial, como función de la energía del neutralino. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV; línea punteada: $\mu = 1000$ GeV.

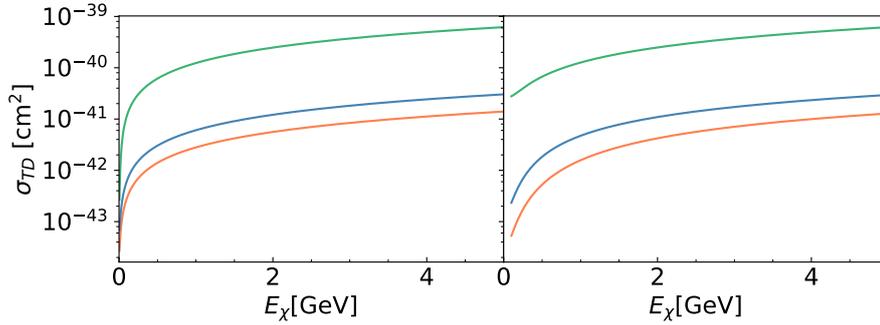


Figura 5.11: Contribución axial-vectorial total a la sección eficaz de la interacción entre neutralino y quark como función de la energía del neutralino. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ MeV; columna derecha: $m_\chi = 100$ MeV. En ambos casos $\mu = 100$ GeV. Color naranja: quark up; color azul: quark down; color verde: quark strange. Los valores para los parámetros del modelo están indicados en la Tabla 5.3.

última se encuentra la contribución total al canal axial-vectorial. La sección eficaz no varía significativamente su valor cuando aumenta la masa del neutralino. La contribución más importante al canal axial-vectorial está dada por el bosón Z como mediador.

Al considerar al bosón Z como mediador, las secciones eficaces neutralino-protón y neutralino-neutrón son diferentes: la sección eficaz protón-neutralino

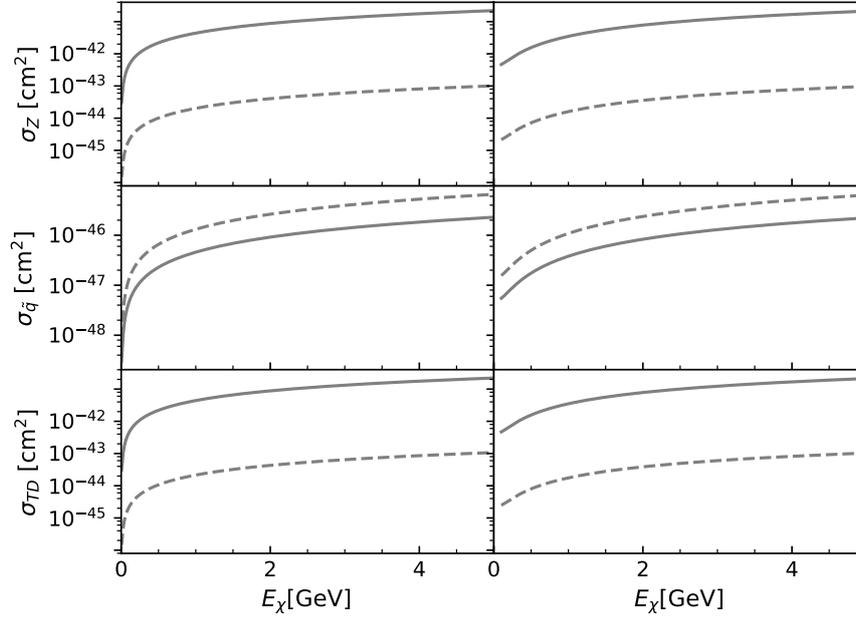


Figura 5.12: Sección eficaz axial-vectorial como función de la energía del neutralino para la dispersión neutralino-protón. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ MeV; columna derecha: $m_\chi = 100$ MeV. Fila superior: Z como mediador; fila del medio: squark como mediador; fila inferior: contribución total. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV. Los valores de los parámetros del modelo se indican en la Tabla 5.3.

es a lo sumo un 38% menor que la sección eficaz neutrón-neutralino. Mientras que si consideramos al squark como mediador las secciones eficaces neutralino-protón y neutralino-neutrón difieren en a lo sumo un 47%, siendo menor la del protón-neutralino (ver Figura 5.13). En ambos casos estos cociente son independientes del valor de μ .

En la Figura 5.14 estudiamos cómo cambia la sección eficaz total al modificar el valor de $\tan \beta$ (por ejemplo, $\tan \beta = 10$). En la misma se observa que para valores mayores de $\tan \beta$ la sección eficaz aumenta, este cambio no depende de la energía del neutralino pero si de los valores que toma el parámetro μ . El factor de cambio entre la sección eficaz para $\tan \beta = 10$ y $\tan \beta = 3$ es a lo sumo 1.5. Para valores negativos de μ , la sección eficaz es más pequeña que la obtenida con $\mu > 0$.

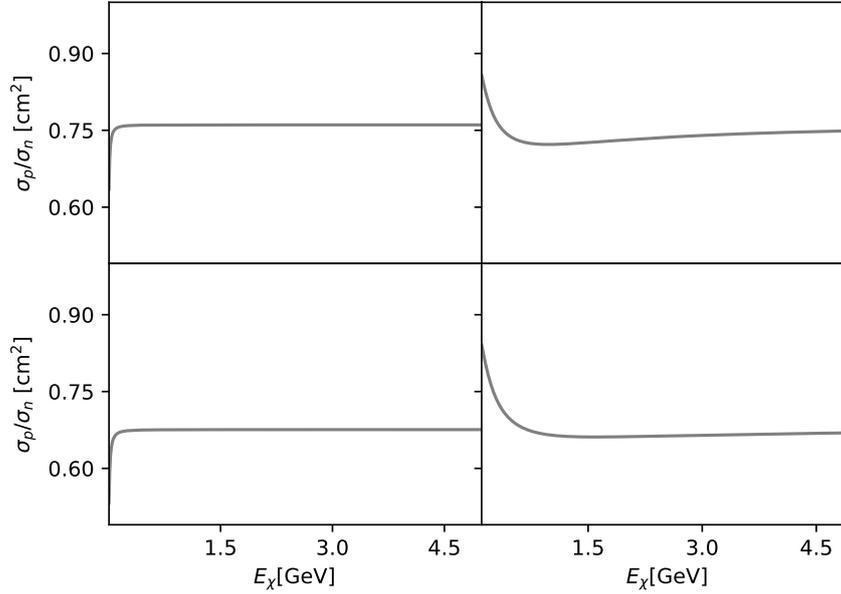


Figura 5.13: Cociente entre la sección eficaz de la dispersión neutralino-protón y neutralino-neutrón como función de la energía del neutralino. Fila superior: bosón Z como mediador, fila inferior: squark como mediador. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ MeV; columna derecha: $m_\chi = 100$ MeV.

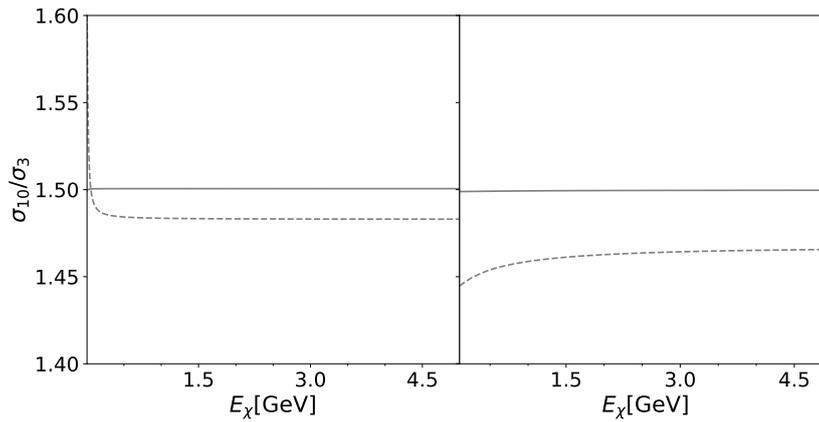


Figura 5.14: Cociente entre la sección eficaz total en el canal axial-vectorial de la dispersión neutralino-protón para $\tan\beta = 10$ y $\tan\beta = 3$, como función de la energía del neutralino. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ MeV; columna derecha: $m_\chi = 100$ MeV. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV.

5.3. Comparación de resultados obtenidos en esta tesis con otros métodos de detección

5.3.1. Comparación con resultados de aceleradores

En esta sección compararemos los resultados que obtuvimos para la sección eficaz DM-nucleón para el caso independiente y dependiente del spin con las cotas impuestas por los aceleradores de partículas. En la Tabla 5.4, presentamos para un rango amplio de masas y diferentes valores del parámetro μ la correspondiente sección eficaz.

m_χ [GeV]	μ [GeV]	σ_{SI}^p [cm ²]	σ_{SI}^p [pb]	σ_{SD}^p [cm ²]	σ_{SD}^p [pb]
0.005	100	2.53×10^{-48}	2.53×10^{-12}	4.04×10^{-44}	4.04×10^{-8}
	500	2.88×10^{-49}	2.88×10^{-13}	1.94×10^{-46}	1.94×10^{-10}
	1000	7.46×10^{-50}	7.46×10^{-14}	1.54×10^{-47}	1.54×10^{-11}
0.01	100	4.81×10^{-46}	4.81×10^{-10}	8.03×10^{-43}	8.03×10^{-7}
	500	5.49×10^{-47}	5.49×10^{-11}	4.26×10^{-45}	4.26×10^{-9}
	1000	1.42×10^{-47}	1.42×10^{-11}	4.17×10^{-46}	4.17×10^{-10}
5	100	3.32×10^{-43}	3.32×10^{-7}	2.52×10^{-42}	2.52×10^{-6}
	500	2.59×10^{-44}	2.59×10^{-8}	1.03×10^{-44}	1.03×10^{-8}
	1000	4.33×10^{-45}	4.33×10^{-9}	6.21×10^{-46}	6.21×10^{-10}
35	100	1.17×10^{-41}	1.17×10^{-5}	1.60×10^{-42}	1.60×10^{-6}
	500	2.01×10^{-43}	2.01×10^{-7}	2.50×10^{-45}	2.50×10^{-9}
	1000	2.94×10^{-44}	2.94×10^{-8}	1.46×10^{-46}	1.46×10^{-10}
80	100	1.38×10^{-41}	1.38×10^{-5}	2.58×10^{-43}	2.58×10^{-7}
	500	6.06×10^{-43}	6.06×10^{-7}	1.73×10^{-45}	1.73×10^{-9}
	1000	9.15×10^{-44}	9.15×10^{-8}	1.19×10^{-46}	1.19×10^{-10}
100	500	8.58×10^{-43}	8.58×10^{-7}	1.67×10^{-45}	1.67×10^{-9}
	1000	1.25×10^{-43}	1.25×10^{-7}	1.15×10^{-46}	1.15×10^{-10}
200	500	3.19×10^{-42}	3.19×10^{-6}	1.89×10^{-45}	1.89×10^{-9}
	1000	3.35×10^{-43}	3.35×10^{-7}	1.14×10^{-46}	1.14×10^{-10}
400	500	4.88×10^{-41}	4.88×10^{-5}	8.41×10^{-45}	8.41×10^{-9}
	1000	1.09×10^{-42}	1.09×10^{-6}	1.39×10^{-46}	1.39×10^{-10}
500	1000	1.84×10^{-42}	1.84×10^{-6}	1.69×10^{-46}	1.69×10^{-10}
600	1000	3.26×10^{-42}	3.26×10^{-6}	2.22×10^{-46}	2.22×10^{-10}

Tabla 5.4: Valores de la sección eficaz independiente y dependiente del spin para distintas masas del neutralino.

Por otro lado, de la Figura 1.5 obtenida de la referencia [30] vemos que

el rango de secciones eficaces para WIMPs corresponde a:

$$10^{-15} \text{ pb} < \sigma < 10^{-5} \text{ pb} \quad (5.1)$$

Teniendo en cuenta el rango de la sección eficaz dado por la ecuación (5.1), en las Figuras 5.15 y 5.16 lo contrastamos con los resultados que obtuvimos para la sección eficaz DM-protón independiente y dependiente del spin respectivamente. Observamos que en ambos casos las curvas se encuentran por dentro de los rangos esperados para la sección eficaz (región sombreada de la figura) para diferentes valores del parámetro μ .

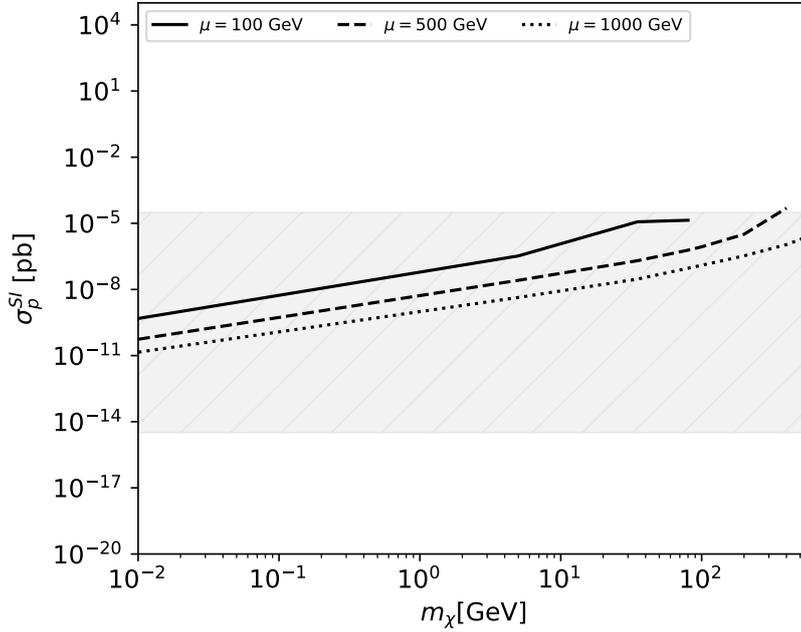


Figura 5.15: Sección eficaz DM-protón independiente del spin en pb en función de la masa del neutralino en GeV. La zona sombreada corresponde al rango permitido de secciones eficaces de la Figura 1.5. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV; línea punteada: $\mu = 1000$ GeV

Por otro lado, los resultados reportados por LEP (Large Electron Positron collider) imponen las siguientes cotas para las masas de los neutralinos en el cMSSM [130] (ver Figura 5.17):

- Para $\tan \beta = 3$, las masas deben ser $m_\chi > 51$ GeV.
- Para $\tan \beta = 10$ GeV, las masas deben ser $m_\chi > 47$ GeV.

Teniendo en cuenta que para los resultados presentados en la Tabla 5.4 se ha utilizado el valor $\tan \beta = 3$, las masas menores a los 51 GeV quedarían restringidas por estas observaciones [82].

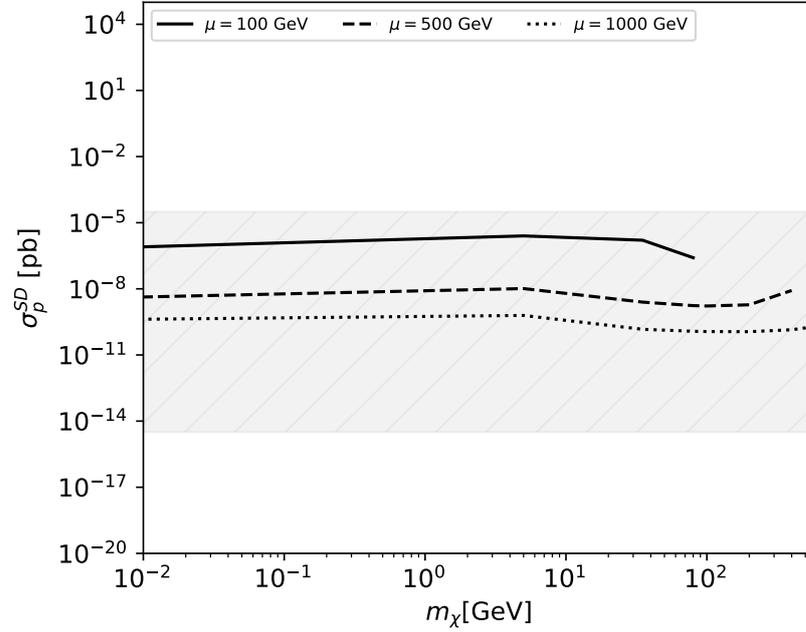


Figura 5.16: Sección eficaz DM-protón dependiente del spin en pb en función de la masa del neutralino en GeV. La zona sombreada corresponde al rango permitido de secciones eficaces de la Figura 1.5. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV; línea punteada: $\mu = 1000$ GeV

Si ahora consideramos la interacción de la materia oscura con diferentes núcleos atómicos de un detector, teniendo en cuenta los factores de forma nucleares, las secciones eficaces se verán modificadas. En las Figuras 5.18 y 5.19 graficamos las secciones eficaces totales independiente (σ^{SI}) y dependiente del spin (σ^{SD}) en unidades de pb para detectores de diferentes materiales como función de la masa del neutralino, junto con las cotas dadas para la sección eficaz. Notamos que la sección eficaz aumenta a medida que aumenta la masa m_χ . Para el caso independiente del spin los valores teóricos resultan mayores a los extraídos de la Figura 1.5, mientras que para el caso dependiente del spin estos valores se corresponden a ordenes de magnitud en la mitad del rango estimado. No resulta un inconveniente que las secciones eficaces de la interacción DM-núcleo queden fuera del rango establecido en la ecuación (5.1) ya que en este caso se ha considerado la interacción con los núcleos y no solamente interacciones a nivel elemental.

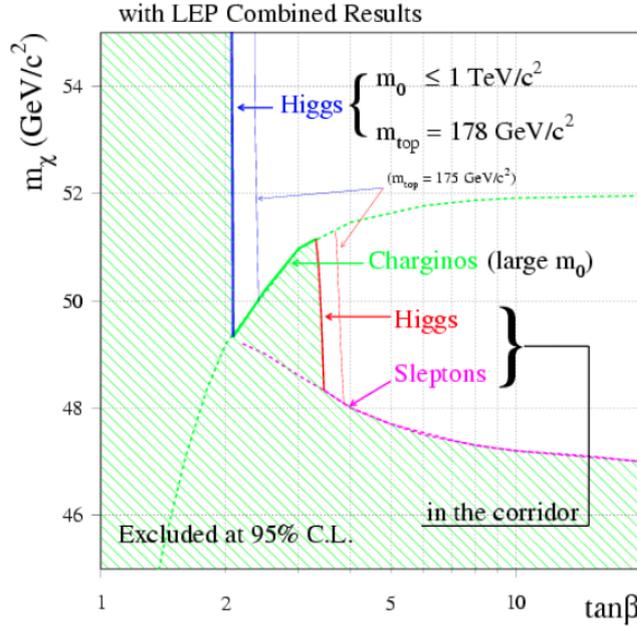


Figura 5.17: Masa del neutralino en GeV en función de la $\tan \beta$. Figura tomada de la referencia [130].

5.3.2. Comparación con resultados provenientes de métodos indirectos

Resulta también interesante realizar una comparación de los resultados obtenidos para la sección eficaz DM-protón con los límites impuestos por métodos de detección indirecta como IceCube y Super-Kamiokande. Para algunas de las masas utilizadas en este trabajo ($m_\chi = 5, 35$ y 80 GeV) hicimos la comparación entre la sección eficaz calculada en esta tesis con los resultados reportados por las referencias [131, 132, 133] (ver Figura 5.20). En el caso de considerar el canal dependiente del spin encontramos que la sección eficaz calculada en este trabajo (para todos los valores del parámetro μ) se encuentra por debajo de los límites reportados por IceCube [131] y Super-Kamiokande [132]. Lo mismo ocurre en el caso de la sección eficaz independiente del spin para valores del parámetro $\mu > 500$ GeV [133], [132].

5.3.3. El fondo de neutrinos

Al comparar los resultados obtenidos para la sección eficaz DM-nucleón, vemos que para masas menores a 10 GeV la sección eficaz se encuentra por encima de la curva dada por el fondo de neutrinos y por debajo de las cotas dadas por los experimentos de detección directa (ver Figura 4.11), salvo en el caso de valores de $\mu > 1000$ GeV.

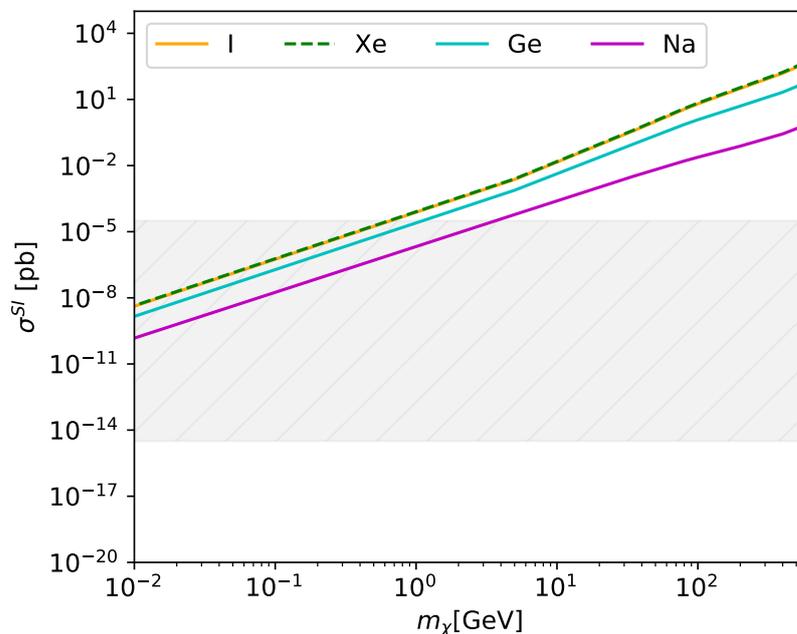


Figura 5.18: Sección eficaz independiente del spin en pb en función de la masa del neutralino en GeV, tomando $\mu = 1000$ GeV. La zona sombreada corresponde al rango de secciones eficaces de la Figura 1.5. Las distintas líneas corresponden a distintos materiales para el detector.

Los experimentos de detección directa de materia oscura están aumentando su sensibilidad, logrando estar cada vez más cerca del piso generado por las dispersiones coherentes de neutrinos con los núcleos del detector. Esta interacción podría reducir la sensibilidad del experimento [134, 135, 136, 137], ya que neutrinos de energías de alrededor de 10 MeV pueden interactuar coherentemente con los núcleos del detector y generar retrocesos en los núcleos con energías de unos cuantos keV. Esta señal sería indistinguible de la señal producida por las interacciones causadas por la materia oscura. Dado que aún no se tienen evidencias claras sobre la detección de las partículas de materia oscura, es esencial comprender y maximizar las capacidades de detección para lograr una amplia variedad de modelos y señales posibles. Es por esto que como trabajo a futuro se planea realizar un estudio detallado sobre el fondo de neutrinos para la próxima generación de experimentos que se ubicarán en el laboratorio ANDES, en colaboración con otros integrantes del grupo de investigación.

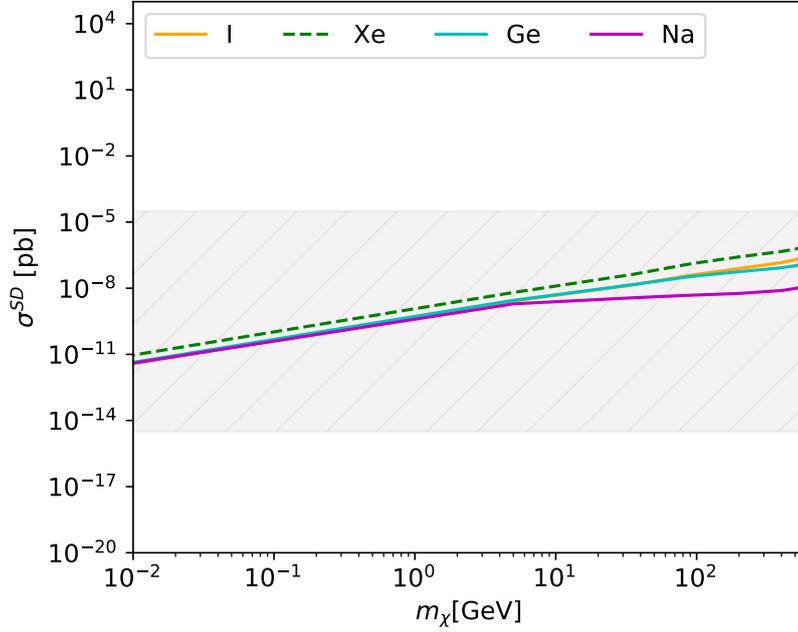


Figura 5.19: Sección eficaz dependiente del spin en pb en función de la masa del neutralino en GeV, tomando $\mu = 1000$ GeV. La zona sombreada corresponde al rango de secciones eficaces de la Figura 1.5. Las distintas líneas corresponden a distintos materiales para el detector.

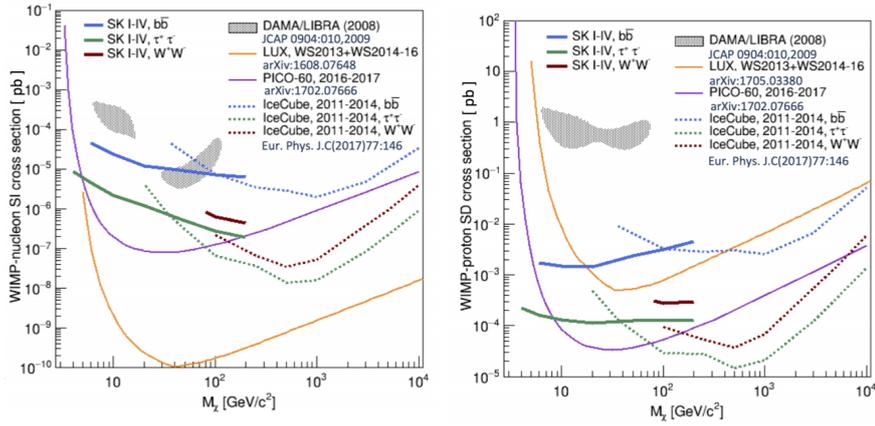


Figura 5.20: Panel izquierdo sección eficaz independiente del spin en pb en función de la masa del neutralino en GeV. Panel derecho sección eficaz dependiente del spin en pb en función de la masa del neutralino en GeV. En ambos paneles se encuentran graficadas las cotas obtenidas por los experimentos IceCube y Super Kamiokande. Figura tomada de la referencia [132].

Capítulo 6

Resultados II: Tasa de reacciones y su modulación

A lo largo de este trabajo hemos calculado los elementos necesarios para poder estimar la tasa de dispersión de los WIMPs al interactuar con un núcleo del detector. En el Capítulo 4 presentamos el formalismo para poder estudiar la tasa diferencial de reacciones nucleares

$$\frac{dR}{dE_{\text{nr}}} = \frac{\rho_{\chi}}{m_A m_{\chi}} \int d^3v v f(\vec{v}, t) \frac{d\sigma}{dE_{\text{nr}}}(E_{\text{nr}}, v),$$

donde definimos a la sección eficaz diferencial como

$$\frac{d\sigma}{dE_{\text{nr}}}(E_{\text{nr}}, v) = \frac{m_A}{2v^2 \mu_A^2} \sigma(0) F^2(E_{\text{nr}}).$$

A su vez, expresamos a la sección eficaz a momento transferido cero, $\sigma(0)$, como función de la sección eficaz para la dispersión WIMP-nucleón, calculada en el Capítulo 3 teniendo en cuenta las interacciones independiente y dependiente del spin, en el marco de los modelos elementales inspirados en SUSY y sus extensiones.

Dependiendo del tipo de interacción que se quiera estudiar presentamos diferentes factores de forma nucleares que pueden ser tenidos en cuenta. A su vez consideramos para las partículas de materia oscura la distribución de velocidades de Maxwell-Boltzman [109]. Debido al movimiento de la Tierra alrededor del Sol, se espera que la señal en los detectores de materia oscura presente un efecto de modulación anual.

En este capítulo calculamos la posible señal de detectores ubicados en diferentes lugares del planeta. Estudiamos la tasa de reacciones y la modulación considerando diferentes materiales para el detector. En particular comparamos nuestros resultados obtenidos para el laboratorio ANDES, proyectado para ser construido en la localidad de Agua Negra, San Juan, Argentina [55, 54] con los resultados calculados para laboratorios ubicados en

Laboratorio	ϕ_0	λ_0
LNGS	42°27' N	13°34' E
SUL	47°48' N	92°14' O
SUPL	37°3' S	142°46' E
Polo Sur	89°59' S	139°16' E
ANDES	30°15' S	69°53' O

Tabla 6.1: Latitud (ϕ_0) y longitud (λ_0) de los laboratorios LNGS, SUL, SUPL, Polo Sur y ANDES.

el hemisferio norte: i) LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso) [138] en Italia donde se encuentran los experimentos DAMA [42] y XENON1T [45]; ii) SUL (Soudan Underground Laboratory) [139] en Estados Unidos, en el cual se encuentra el experimento CoGeNT [112] y en el hemisferio sur: i) SUPL (Stawell Underground Physics Laboratory) [140], donde está el detector SABRE [46] en Australia; ii) el Polo Sur con el experimento DM-ICE [114]. Las coordenadas de cada sitio, longitud y latitud, se muestran en la Tabla 6.1.

Como las señales en los detectores dependen del material con que están fabricados, para el laboratorio ANDES calculamos la señal para diferentes elementos para predecir posibles diferencias y similitudes que se deberían observar en un futuro.

El análisis al igual que en el Capítulo 5, se divide en dos regiones de masas para la materia oscura $m_\chi > 1$ GeV y $m_\chi < 1$ GeV.

6.1. Comparación de señales entre laboratorios

Estudiamos el comportamiento de la tasa de reacciones y la modulación como función del tiempo y de la energía de retroceso, teniendo en cuenta las mismas masas y parámetros del modelo usadas en el capítulo anterior (ver Tablas 5.2 y 5.3).

Comenzamos analizando la señal producida por interacciones entre los WIMPs y los núcleos contribución independiente del spin.

6.1.1. Contribución independiente del spin (escalar)

Para este caso consideramos los dos modelos de factores de forma nuclear descritos en la Sección 4.1, que se corresponden a la densidad de Woods-Saxon (ecuación (4.6)) y el factor de Helm, descrito por la ecuación (4.7).

6.1.1.1. Caso neutralinos pesados

En todos los casos se estudia la contribución total, es decir que se consideran todos los mediadores de la interacción escalar

a) Dependencia de la señal con la energía de retroceso

En la Figura 6.1, mostramos la tasa de reacciones para el laboratorio ANDES en función de la energía de retroceso, para el 2 de Junio, donde la velocidad del laboratorio es máxima. Consideramos un detector de iodo y presentamos el caso en el que el factor de forma es el de Woods-Saxon. Cada columna representa una masa diferente del WIMP; en orden ascendente de izquierda a derecha ($m_\chi = 5, 35$ y 80 GeV) y considerando la contribución de todos los mediadores del caso escalar a la sección eficaz, es decir, H_1 , H_2 y \tilde{q} .

Los distintos tipos de línea refieren a diferentes valores del parámetro μ y se observa que la tasa de reacciones aumenta al disminuir el valor de μ . Por otro lado al estudiar cada canal escalar por separado encontramos que el canal que más contribuye es el correspondiente a H_2 como mediador. Al considerar otros elementos para el detector, el mediador H_2 sigue siendo el que más contribuye a la señal. Se observa que la mayor interacción entre los WIMPs y los núcleos del detector se da a bajas energías, y a su vez existe una dependencia con la masa del WIMP, ya que a menor masa, la tasa de reacciones decae más rápidamente a cero.

En la Figura 6.2, mostramos la tasa de reacciones considerando diferentes materiales para el detector de ANDES. Nuevamente el análisis se hizo para el 2 de Junio, el factor de forma de Woods-Saxon y usando $\mu = 100$ GeV. Se observa, a bajas energías, que para materiales con mayor número másico (A), como son el xenón y el iodo, la tasa de reacciones es mayor ya que la sección eficaz es proporcional a A^2 .

Por otro lado, al considerar factor de forma de Helm, la proporción en la que cambia la tasa de reacciones depende del material del detector y de la energía de retroceso. En la Tabla 6.2 presentamos la energía a partir de la cual el cociente entre el factor de forma de Helm y el de Woods-Saxon es mayor que uno.

Si ahora analizamos la dependencia de la tasa de reacciones como función del tiempo, a una energía de retroceso fija, observamos que la misma se encuentra modulada por una función sinusoidal. En la Figura 6.3 presentamos los resultados para $E_{nr} = 2$ keV y un detector de iodo, cada columna representa, una masa diferente para el neutralino y a modo de ejemplo mostramos únicamente la curvas usando $\mu = 100$ GeV. Notamos que para la masa más baja, $m_\chi = 5$ GeV, el máximo ocurre en Junio, pero para masas mayores su máximo ocurre en Diciembre. Este efecto, se puede relacionar con el cambio de signo en la modulación anual a bajas energías de retroceso.

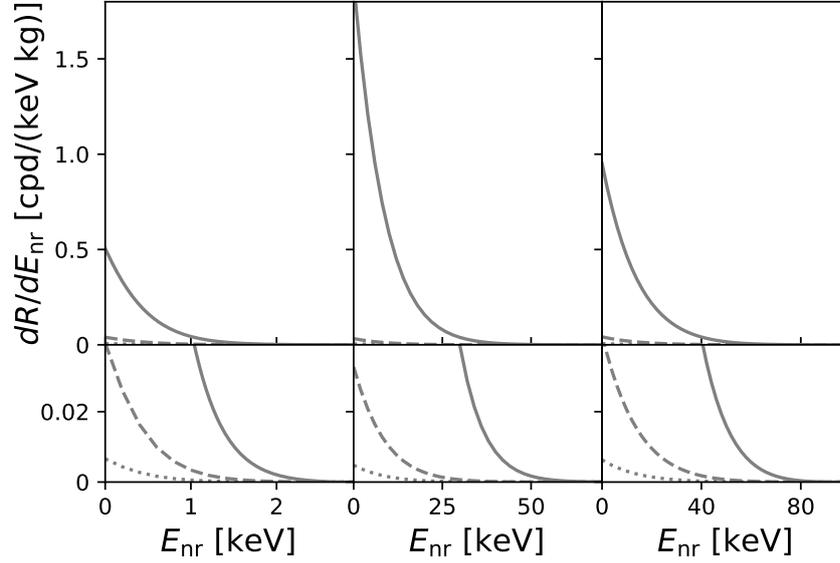


Figura 6.1: dR/dE_{nr} como función de la energía de retroceso para el laboratorio ANDES, para el 2 de Junio, considerando un detector de iodo y un factor de forma de Woods-Saxon. La sección eficaz escalar usada corresponde a la contribución de todos los mediadores. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV; línea punteada: $\mu = 1000$ GeV. Panel inferior: zoom.

Material	E_{nr} [keV]
Iodo	50.24
Xenón	48.64
Germanio	103.04
Sodio	201.80

Tabla 6.2: Energía a partir de la cual el cociente entre las tasas de detección para el factor de forma de Helm y de Woods-Saxon es mayor que uno.

Si consideramos energías mayores, donde la amplitud de la modulación es positiva, entonces la tasa de retroceso posee el máximo en Junio.

Al considerar otros materiales para el detector y valores mayores del parámetro μ , la posición del máximo y el mínimo, en la tasa de reacciones no cambia, solo se ve modificada su amplitud, siendo mayor para elementos más pesados y valores menores de parámetro μ . Por otro lado, si consideramos

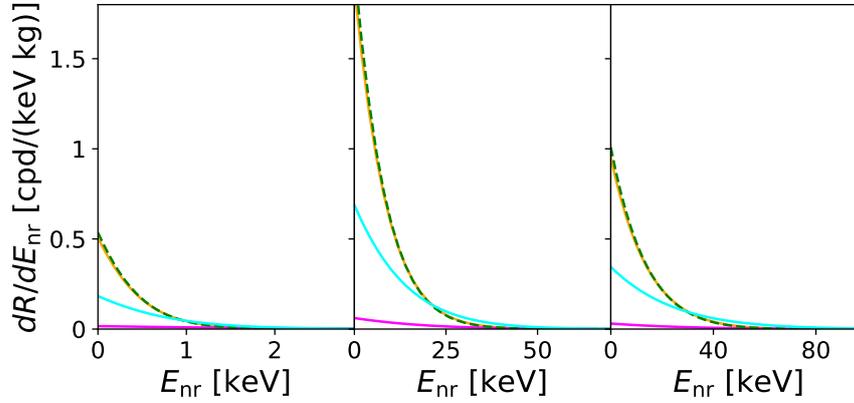


Figura 6.2: dR/dE_{nr} como función de la energía de retroceso para el laboratorio ANDES, para el 2 de Junio. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. Línea naranja: iodo, línea rosa: sodio, línea verde a trazos: xenón, línea celeste : germanio. Todos los casos $\mu = 100$ GeV y factor de forma de Woods-Saxon.

otra posición geográfica para el detector, la curva no modifica sus máximos, mínimos ni su período.

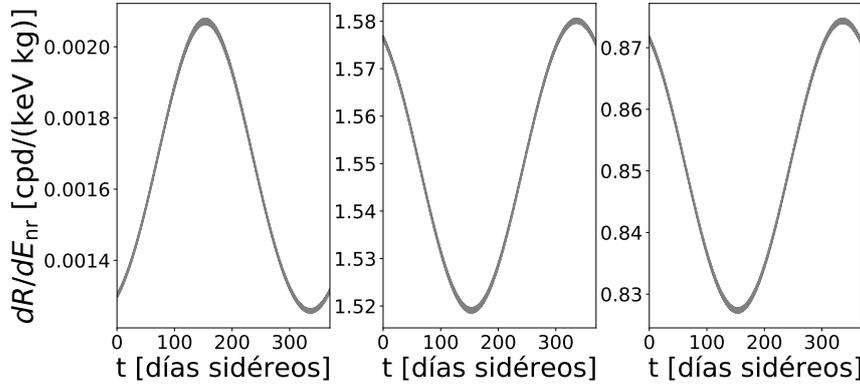


Figura 6.3: dR/dE_{nr} como función del tiempo para el laboratorio ANDES. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. Todos los casos $\mu = 100$ GeV, $E_{nr} = 2$ keV, el factor de forma de Woods-Saxon y un detector de iodo.

En la Figura 6.4 mostramos la variación de la componente diurna de la tasa de reacciones normalizada por su amplitud diurna, en un intervalo de 2

días sidéreos para distintos laboratorios. A modo de ejemplo, consideramos únicamente el caso de $m_\chi = 35$ GeV, $\mu = 100$ GeV y factor de forma de Woods-Saxon. En la figura se puede distinguir el corrimiento que existe entre los laboratorios y su dependencia con la longitud del lugar (ver Tabla 6.1).

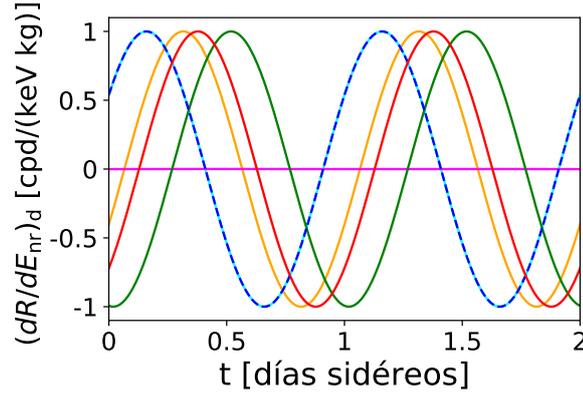


Figura 6.4: $(dR/dE_{nr})_d$ como función del tiempo, fijando $E_{nr} = 2$ keV y $m_\chi = 35$ GeV. Línea naranja: ANDES, línea celeste: DAMA, línea a trazos azul: XENON, línea verde: SABRE, línea roja: CoGeNT, línea rosa: DM-Ice. Todos los casos $\mu = 100$ GeV y el factor de forma Woodss-Saxon.

b) Amplitud de la modulación anual de la señal

En esta sección estudiamos el comportamiento de la modulación anual en función de la energía de retroceso. Para esto, recordemos su expresión hallada en el Capítulo 4

$$S_m(E_{nr}) = \frac{\rho_\chi}{m_A m_\chi} \frac{m_A}{2\mu_A^2} \sigma(0) F^2(E_{nr}) v_{\text{rev}}^\oplus A_m \left. \frac{\partial \eta}{\partial v_{\text{lab}}} \right|_{t_a; t'_d}, \quad (6.1)$$

la cual tiene una dependencia con la energía de retroceso a través del factor de forma y de la velocidad mínima que debe tener la materia oscura para generar el retroceso del núcleo.

En la Figura 6.5 se muestra la amplitud de la modulación anual en función de la energía de retroceso para el laboratorio ANDES, considerando un detector de yodo y el factor de forma de Woods-Saxon. Observamos que esta amplitud es pequeña comparada con la tasa de reacciones y es mayor para valores pequeños del parámetro μ . Por otro lado vemos que existe un cambio de signo en la modulación para bajas energías (cuando la velocidad mínima es baja). Este efecto ocurre para una energía de retroceso específica que depende de la masa de los WIMPs pero es independiente de valor del

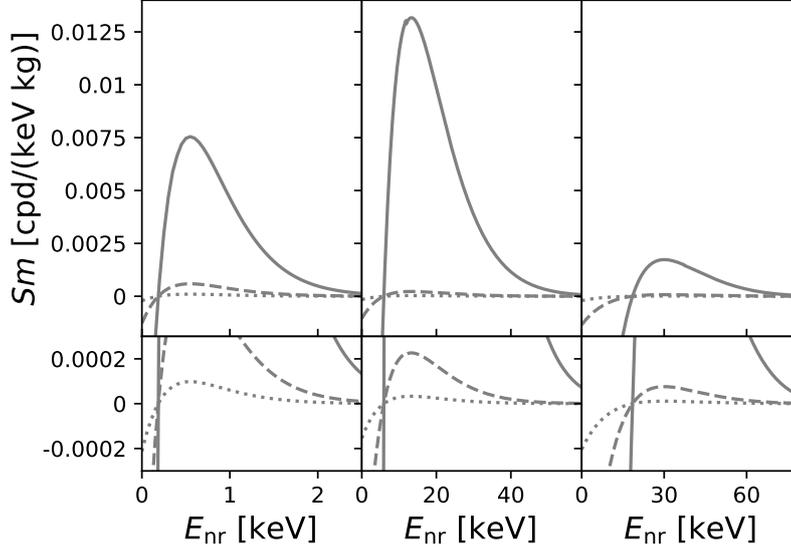


Figura 6.5: Amplitud de la modulación anual como función de la energía de retroceso para el laboratorio ANDES. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV; línea punteada: $\mu = 1000$ GeV. Todos los casos detector de yodo y factor de forma de Woods-Saxon.

parámetro μ . A mayor masa del WIMP el cambio de signo sucede a energías de retroceso mayores (ver Tabla 6.3).

Al considerar otros materiales para el detector, la amplitud de la modulación anual es más grande a mayor número másico y decae más lento para elementos más livianos (ver Figura 6.6). Por otro lado, al considerar el factor de forma de Helm, la amplitud anual es mayor que para la calculada usando el factor de Woods-Saxon a partir de cierta energía de retroceso que depende del material del detector (ver Tabla 6.2).

La colaboración DAMA [42] reportó la presencia de modulaciones anuales con una amplitud de 0.0103 ± 0.0008 cpd/kg/keV en el rango de energía entre 1 – 6 keV, un período de 0.999 ± 0.001 años y una fase de 145 ± 5 días. Al comparar sus datos con nuestros cálculos, mediante un test estadístico de χ^2 , no fue posible determinar parámetros (μ y m_χ) consistentes con las observaciones. Sin embargo, esto no puede considerarse un test de ningún modelo elemental ya que, los resultados encontrados por la colaboración DAMA no han sido corroborados por otros experimentos como se puede ver en la Figura 4.11 [52, 53]. Existen algunos trabajos que intentan explicar la modulación observada por DAMA a partir de efectos provenientes de neu-

m_χ [GeV]	Material	E_{nr} [keV]
5	Iodo	0.20
	Xenón	0.20
	Germanio	0.34
	Sodio	0.75
35	Iodo	5.94
	Xenón	5.84
	Germanio	7.59
	Sodio	7.94
80	Iodo	18.50
	Xenón	18.40
	Germanio	19.15
	Sodio	12.90

Tabla 6.3: Energía de retroceso a partir de la cual la amplitud de la modulación anual es positiva.

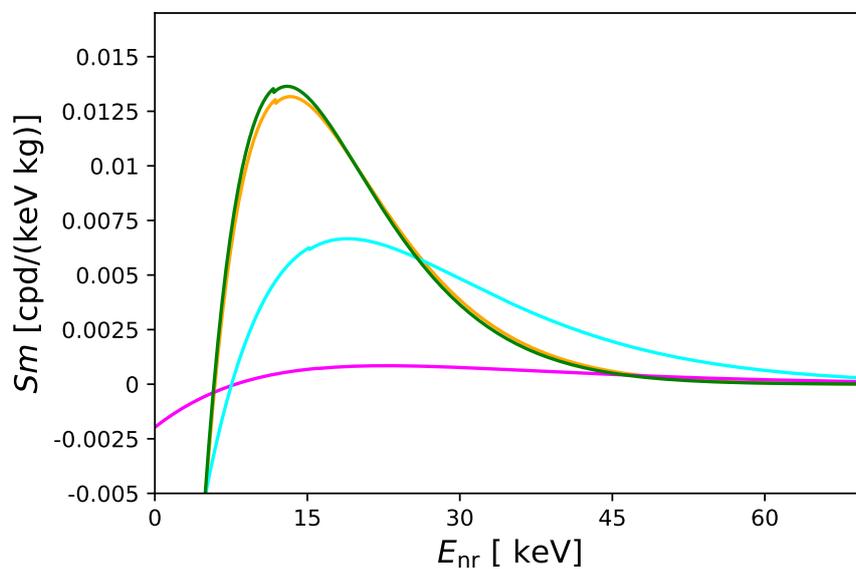


Figura 6.6: Amplitud de la modulación anual como función de la energía de retroceso para el laboratorio ANDES. Línea naranja: iodo, línea rosa: sodio, línea verde a trazos: xenón, línea celeste: germanio. Todos los casos $m_\chi = 35$ GeV, $\mu = 100$ GeV y factor de forma de Woods-Saxon.

trones en los alrededores del experimento [141], sin embargo, el tema aún se encuentra en discusión y estos resultados fueron refutados por otros trabajos [142, 143].

c) Amplitud de la modulación diurna de la señal

Recordemos que la modulación diurna en función de la energía de retroceso, se puede escribir como

$$S_d(E_{\text{nr}}) = \frac{\rho_\chi}{m_A m_\chi} \frac{m_A}{2\mu_A^2} \sigma(0) F^2(E_{\text{nr}}) v_{\text{rot}}^\oplus A_d \left. \frac{\partial \eta}{\partial v_{\text{lab}}} \right|_{t_a; t'_d}. \quad (6.2)$$

Esta contribución, al igual que la modulación anual, tiene una dependencia con la energía de retroceso a través del factor de forma y de la velocidad mínima del WIMP. A su vez depende de la latitud del lugar (ϕ_0) ya que, $v_{\text{rot}}^\oplus = V_{\text{ecu}} \cos(\phi_0)$ y V_{ecu} es la velocidad de rotación del ecuador.

En la Figura 6.7, mostramos la amplitud de la modulación diurna en función de la energía de retroceso para diferentes detectores (material y ubicación). Además comparamos la señal en cada detector con uno igual ubicado en ANDES. Los resultados corresponden al factor de forma de Woods-Saxon, $m_\chi = 35$ GeV y $\mu = 100$ GeV. En el panel superior consideramos detectores de iodo (DAMA, SABRE y DM-Ice), en el panel intermedio detectores de germanio (CoGeNT) y en el panel inferior detectores de xenón (XENON). En la figura queda evidenciada la diferencia que existe entre ellos, siendo ésta consecuencia de la latitud en la que se encuentran ubicados los mismos.

En la Tabla 6.4 presentamos el cociente entre la amplitud de la modulación diurna que se mediría en ANDES respecto a los otros laboratorios, para $E_{\text{nr}} = 15$ keV donde la diferencia entre mediciones es máxima. Se observa que este factor es mayor que uno para todos los casos, por lo tanto la amplitud diurna que se mediría en ANDES sería mayor. DM-Ice, al encontrarse en el Polo Sur, no presenta el efecto de modulación diurna. La forma funcional de la amplitud de la modulación diurna es igual a la amplitud de la modulación anual.

Laboratorio	Factor
DAMA	1.17
SABRE	1.08
CoGeNT	1.28
XENON	1.17

Tabla 6.4: Cociente entre la modulación diurna en ANDES y en los otros laboratorios para $E_{\text{nr}} = 15$ keV y $m_\chi = 35$ GeV.

Al considerar diferentes masas del neutralino vemos que el cambio de signo de la amplitud sucede a mayor energía de retroceso cuanto mayor es la masa del WIMP. Por otro lado si consideramos otros valores del parámetro μ la amplitud se hace menor cuanto mayor es este parámetro. Por último, si consideramos el factor de forma de Helm en lugar del de Woods-Saxon, la amplitud diurna es mayor a partir de cierta energía de retroceso. El valor de dicha energía depende del material del detector (ver Tabla 6.2).

6.1.1.2. Caso neutralinos livianos

En esta sección, por razones de completitud analizamos, al igual que en la anterior, los comportamientos de la tasa de reacciones y sus modulaciones para la región de masas livianas del neutralino. La Tabla 5.3 muestra los parámetros de lagrangiano elemental considerado.

La energía del retroceso en este caso, al ser proporcional a la masa del neutralino, es muy pequeña. Hoy en día los experimentos que están en la búsqueda de materia oscura en esta región de masas son CRESST III cuyo detector es de CaWO_4 [43] que alcanzó una energía límite de 100 eV y CDMSlite [44], de germanio, que logró disminuir su energía límite a 70 eV. Sin embargo, estas energías son todavía superiores a las que encontramos en nuestros cálculos.

a) Dependencia de la señal con la energía de retroceso

En la Figura 6.8 mostramos la tasa de las reacciones para el laboratorio ANDES en función de la energía de retroceso, para un detector de germanio y el factor de forma de Woods-Saxon, para el día 2 de Junio. La sección eficaz usada es la correspondiente a la contribución de todos los mediadores del caso escalar, es decir, H_1 , H_2 y \tilde{q} . En la columna izquierda se presentan los resultados para $m_\chi = 0.005$ GeV, mientras que en la derecha se muestran los correspondientes para $m_\chi = 0.1$ GeV.

Nuevamente se observa que la mayor tasa de reacciones se da a bajas energías y que a menor masa del WIMP decae rápidamente a cero. Analizando distintos valores del parámetro μ se observa que la tasa de reacciones aumenta mientras menor es su valor.

Por otro lado al estudiar cada contribución de los mediadores correspondientes a este canal, encontramos que el mediador más importante es H_2 .

Al estudiar la dependencia de la tasa de las reacciones con el material utilizado para el detector del laboratorio ANDES, observamos, en la Figura 6.9, que a mayor número másico, mayor tasa de reacciones. A su vez, en la Tabla 6.5 mostramos el cociente de la tasa de reacciones considerando el factor de forma de Helm y el de Woods-Saxon, el cual resulta constante en el rango de energías en las que estamos trabajando en este caso.

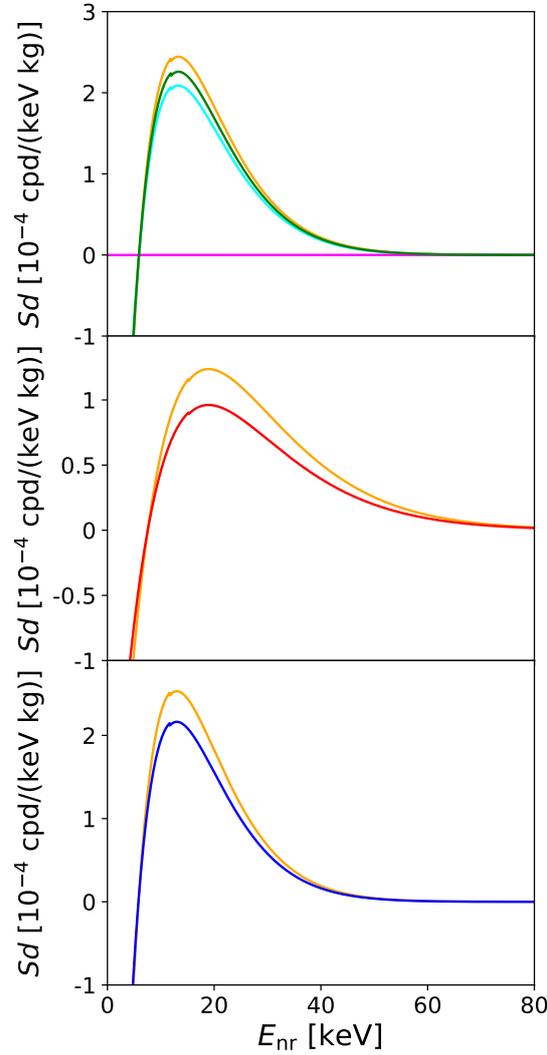


Figura 6.7: Amplitud de la modulación diurna como función de la energía de retroceso para diferentes laboratorios. Fila superior: detectores de iodo; fila del medio: detectores de germanio; fila inferior: detectores de xenon. Línea naranja: ANDES; línea celeste: DAMA; línea azul: XENON; línea verde: SABRE; línea roja: CoGeNT; línea rosa: DM-Ice. Todos los casos $m_\chi = 35$ GeV, $\mu = 100$ GeV y el factor de forma Woods-Saxon.

En la Figura 6.10 mostramos cómo cambia la tasa de reacciones en función del tiempo para el laboratorio ANDES para dos energías de retroceso fijas. Consideramos un detector de germanio y fijamos $\mu = 100$ GeV. Como era de esperar, la misma se encuentra modulada por una función sinusoidal.

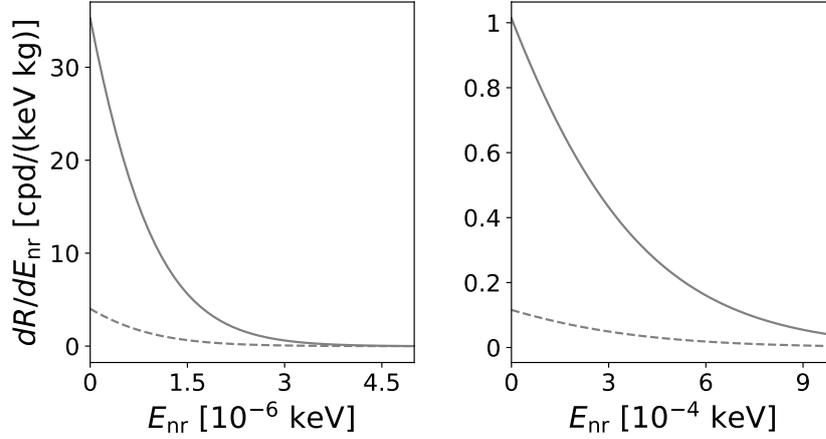


Figura 6.8: dR/dE_{nr} como función de la energía de retroceso para el laboratorio ANDES, para el 2 de Junio, considerando un detector de germanio y un factor de forma de Woods-Saxon. Columna izquierda: $m_\chi = 0.005$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 0.1$ GeV. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV.

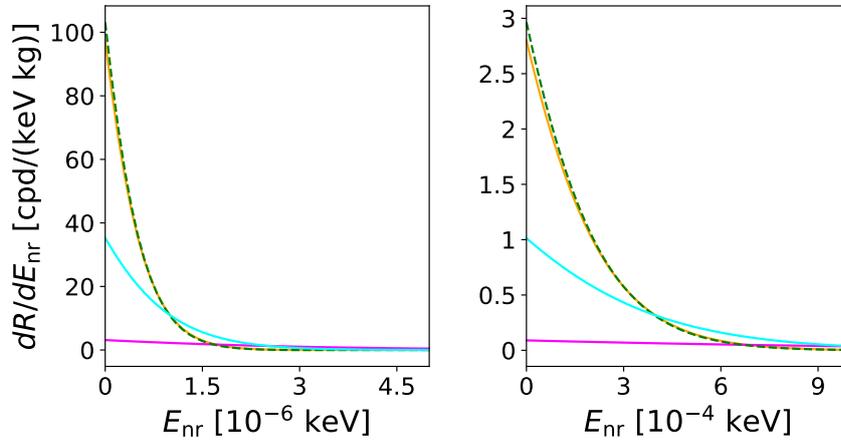


Figura 6.9: dR/dE_{nr} como función de la energía de retroceso para el laboratorio ANDES, para el 2 de Junio. Columna izquierda: $m_\chi = 0.005$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 0.1$ GeV. Línea naranja: yodo, línea rosa: sodio, línea verde a trazos: xenón, línea celeste: germanio. Todos los casos $\mu = 100$ GeV y factor de forma de Woods-Saxon.

Material	F_H/F_{WS}
Iodo	0.780
Xenón	0.784
Germanio	0.704
Sodio	0.797

Tabla 6.5: Cociente entre la tasa de reacciones considerando el factor de forma de Helm y el factor de forma de Woods-Saxon.

En este caso para las dos masas consideradas el máximo ocurre en Junio.

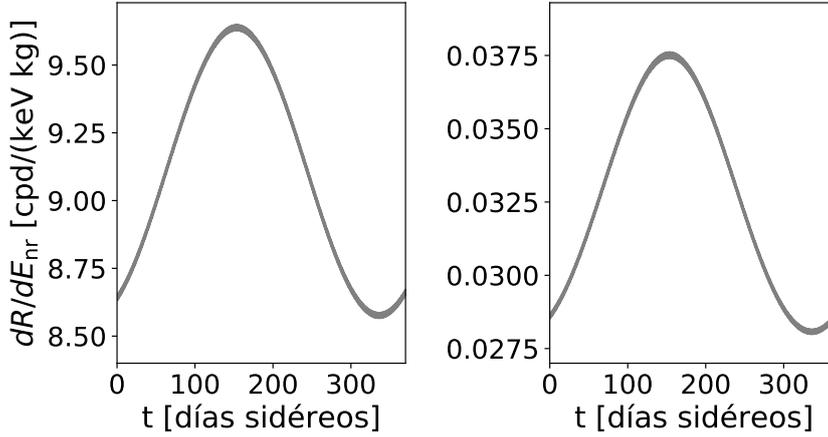


Figura 6.10: dR/dE_{nr} como función del tiempo para el laboratorio ANDES. Columna izquierda: $m_\chi = 0.005$ GeV y $E_{nr} = 1.10 \times 10^{-6}$ keV; columna derecha: $m_\chi = 0.1$ GeV y $E_{nr} = 10^{-3}$ keV. Consideramos $\mu = 100$ GeV el factor de forma de Woods-Saxon y un detector de germanio.

Al considerar valores mayores del parámetro μ la amplitud de la tasa de reacciones se hace menor, pero la posición del máximo y mínimo no cambian. Tampoco se ve alterada la posición de estos puntos críticos cuando se utilizan otros materiales para el detector en el rango de energías estudiado.

En la Figura 6.11, al analizar la componente diurna de la tasa de reacciones normalizada con la amplitud de la modulación diurna, en un intervalo de 2 días sidéreos, se puede distinguir el corrimiento que existe entre los distintos laboratorios. A modo de ejemplo, mostramos únicamente el caso de $m_\chi = 0.1$ GeV, $\mu = 100$ GeV y factor de forma de Woods-Saxon. Este corrimiento es debido a la longitud del lugar (ver Tabla 6.1).

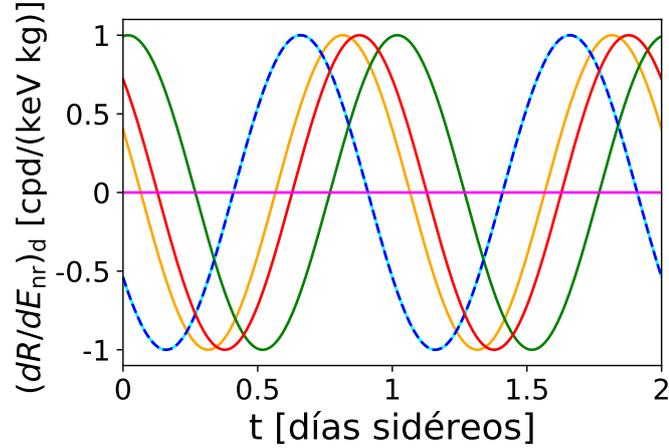


Figura 6.11: $(dR/dE_{nr})_d$ como función del tiempo, fijando $E_{nr} = 0.001$ keV y $m_\chi = 0.1$ GeV. Línea naranja: ANDES, línea celeste: DAMA, línea a trazos azul: XENON, línea verde: SABRE, línea roja: CoGeNT, línea rosa: DM-Ice. Todos los casos $\mu = 100$ GeV y el factor de forma Woods-Saxon.

b) Amplitud de la modulación anual de la señal

Analicemos ahora el comportamiento de la modulación anual en función de la energía de retroceso. En la Figura 6.12 presentamos la amplitud de la modulación anual en función de la energía de retroceso para el laboratorio ANDES, considerando un detector de germanio y el factor de forma de Woods-Saxon. Esta amplitud es considerablemente menor que la tasa de reacciones (ver Figura 6.8). De igual forma, se puede notar que la amplitud es mayor para valores pequeños del parámetro μ y existe un cambio de signo en la modulación para bajas energías. Este efecto ocurre a energía mayores cuanto mayor es la masa del WIMP (ver Tabla 6.6).

Al tener en cuenta otros materiales para el detector la amplitud de la modulación anual es más grande a mayor número atómico y decae más lento para elementos más livianos (ver Figura 6.13). Por otro lado, si consideramos el factor de forma de Helm en lugar del de Woods-Saxon la proporción en la que cambia la amplitud anual es la misma que presentamos en la Tabla 6.5.

c) Amplitud de la modulación diurna de la señal

Como último análisis, en la Figura 6.14, mostramos el comportamiento de la amplitud de la modulación diurna en función de la energía de retroceso. Los resultados presentados se corresponden con el factor de forma de Woods-Saxon, $m_\chi = 0.1$ GeV y $\mu = 100$ GeV. En la Tabla 6.7 presentamos

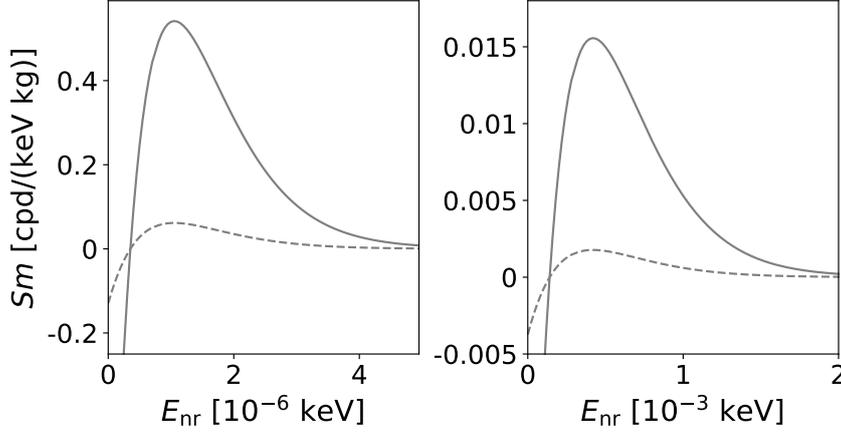


Figura 6.12: Amplitud de la modulación anual como función de la energía de retroceso para el laboratorio ANDES. Columna izquierda: $m_\chi = 0.005$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 0.1$ GeV. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV.

m_χ [GeV]	Material	E_{nr} [keV]
0.005	Iodo	2.5×10^{-7}
	Xenón	2.0×10^{-7}
	Germanio	4.0×10^{-7}
	Sodio	1.1×10^{-6}
0.1	Iodo	1.0×10^{-4}
	Xenón	8.0×10^{-5}
	Germanio	1.6×10^{-4}
	Sodio	4.6×10^{-4}

Tabla 6.6: Energía de retroceso a partir de la cual la amplitud de la modulación anual es positiva.

el cociente entre la amplitud de la modulación diurna que se mediría en ANDES y los otros laboratorios, este factor fue calculado para $E_{nr} = 0.0001$ keV, donde la diferencia es máxima. Nuevamente este factor es mayor que uno para todos los casos consecuencia de la latitud en la que se encuentran ubicados los laboratorios.

Al variar el parámetro μ encontramos que la amplitud es menor mientras mayor es este parámetro. Por otro lado, comparando con la región de $m_\chi > 1$ GeV la amplitud de la modulación diurna es mayor y el cambio de signo

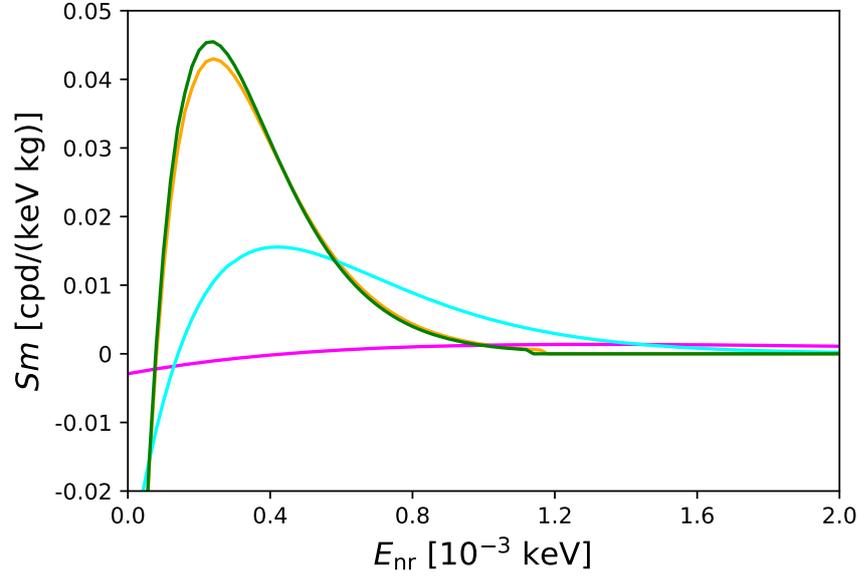


Figura 6.13: Amplitud de la modulación anual como función de la energía de retroceso para el laboratorio ANDES. Línea naranja: iodo, línea rosa: sodio, línea verde a trazos: xenón, línea celeste: germanio. Todos los casos $m_\chi = 0.1$ GeV, $\mu = 100$ GeV y factor de forma de Woods-Saxon.

Laboratorio	Factor
DAMA	1.16
SABRE	1.07
CoGeNT	1.28
XENON	1.16

Tabla 6.7: Cociente entre la modulación diurna en ANDES y en otros laboratorios para $E_{nr} = 0.0001$ keV y $m_\chi = 0.1$ GeV.

se encuentra en una energía de retroceso menor.

6.1.2. Contribución dependiente del spin (A-V)

A continuación analizamos las contribuciones a la sección eficaz producidas por la interacción entre WIMPs y núcleos dependiente del spin. Para este caso consideramos la aproximación de momento transferido cero, donde el factor de forma F_{SD} tiende a uno. En ese límite, la sección eficaz se puede expresar como función de los contenidos de spin del neutrón (protón) sobre

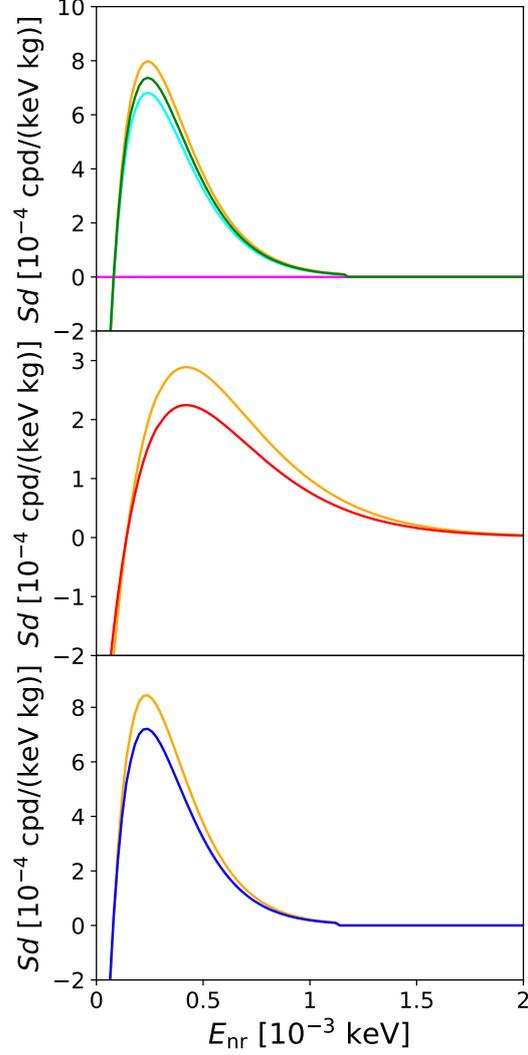


Figura 6.14: Amplitud de la modulación diurna como función de la energía de retroceso para diferentes laboratorios. Fila superior: detectores de iodo; fila del medio: detectores de germanio; fila inferior: detectores de xenón. Línea naranja: ANDES; línea celeste: DAMA; línea azul: XENON; línea verde: SABRE; línea roja: CoGeNT; línea rosa: DM-Ice. Todos los casos $m_\chi = 0.1$ GeV, $\mu = 100$ GeV y el factor de forma Woods-Saxon.

la función de onda nuclear $\langle S_{n(p)} \rangle$ como

$$\sigma_{SD}(0) = \sigma_{SD}^p \left[\langle S_p \rangle + \langle S_n \rangle \frac{a_n}{a_p} \right]^2 \left(\frac{\mu_A}{\mu_p} \right)^2 \frac{4(J+1)}{3J}.$$

Calculamos los valores de $\langle S_{n(p)} \rangle$ como se detalló en la Sección 4.1 para el xenón y por completitud también utilizamos los valores encontrados en la referencia [84]. Para otros elementos usaremos valores tabulados en la referencia [144]. En la Tabla 6.8 presentamos los valores del contenido de spin usados en los cálculos para cada elemento.

Elemento	Spin	$\langle S_n \rangle$	$\langle S_p \rangle$
Xenón (Caso1, calculado en Sección 4.1)	3/2	-0.427	0
Xenón (Caso2, calculado en Sección 4.1)	3/2	-0.171	0
Xenón (Caso 3 Ref [84])	3/2	-0.23	-0.04
Sodio (Ref [144])	3/2	0.02	0.24
Germanio (Ref [144])	9/2	0.37	0.03
Iodo (Ref [144])	5/2	0.07	0.30

Tabla 6.8: Valores esperados del contenido de spin para diferentes elementos.

En la Tabla 6.9 presentamos los valores obtenidos para las constantes de acoplamiento a_n y a_p (ver ecuación (4.9)) para los diferentes parámetros de modelo de materia oscura utilizados.

m_χ [GeV]	μ [GeV]	a_n	a_p	a_n/a_p
5	100	-2.99×10^{-6}	3.84×10^{-6}	-0.77
	500	-1.79×10^{-7}	2.27×10^{-7}	-0.78
	1000	-3.68×10^{-8}	4.44×10^{-8}	-0.82
35	100	-2.35×10^{-6}	3.02×10^{-6}	-0.77
	500	-8.45×10^{-8}	1.06×10^{-7}	-0.79
	1000	-1.40×10^{-8}	1.57×10^{-8}	-0.89
80	100	-9.43×10^{-7}	1.21×10^{-6}	-0.77
	500	-6.90×10^{-8}	8.65×10^{-8}	-0.79
	1000	1.29×10^{-8}	-1.48×10^{-8}	-0.91
0.005	100	-3.12×10^{-6}	4×10^{-6}	-0.77
	500	-2.14×10^{-7}	2.72×10^{-7}	-0.78
	1000	-5.76×10^{-8}	7×10^{-8}	-0.82
0.1	100	-3.11×10^{-6}	4×10^{-6}	-0.77
	500	-2.14×10^{-7}	2.71×10^{-7}	-0.78
	1000	-5.73×10^{-8}	6.96×10^{-8}	-0.82

Tabla 6.9: Valores de las constantes a_n y a_p para diferentes masas del neutralino y del parámetro μ .

6.1.2.1. Caso neutralinos pesados

Al igual que en el caso escalar, analizamos el comportamiento de la tasa de reacciones y sus modulaciones como función del tiempo y de la energía de retroceso, teniendo en cuenta las masas y parámetros detalladas en la Tabla 5.2. En todos los cálculos se considera la contribución de todos los mediadores en la interacción entre los WIMPs y núcleos

a) Dependencia de la señal con la energía de retroceso

En la Figura 6.15, mostramos la tasa de reacciones para el laboratorio ANDES en función de la energía de retroceso, para el 2 de Junio, para los diferentes valores de $\langle S_n \rangle$ y $\langle S_p \rangle$ del xenón presentados en la Tabla 6.8. Cada columna representa una masa diferente del WIMP; de izquierda a derecha $m_\chi = 5, 35$ y 80 GeV para $\mu = 100$ GeV. Hemos considerado la contribución a la sección eficaz de los dos mediadores del caso axial-vectorial, es decir, Z y \tilde{q} . Se observa que a mayor masa del neutralino la tasa disminuye, además de ser dependiente del modelo nuclear que se utiliza para calcular los contenidos de spin nucleares. En particular, el modelo que tiene la mayor tasa es $\langle S_n \rangle = -0.427$ y $\langle S_p \rangle = 0$. Por este motivo, a continuación presentamos solamente los resultados encontrados para este caso a menos que se indique lo contrario.

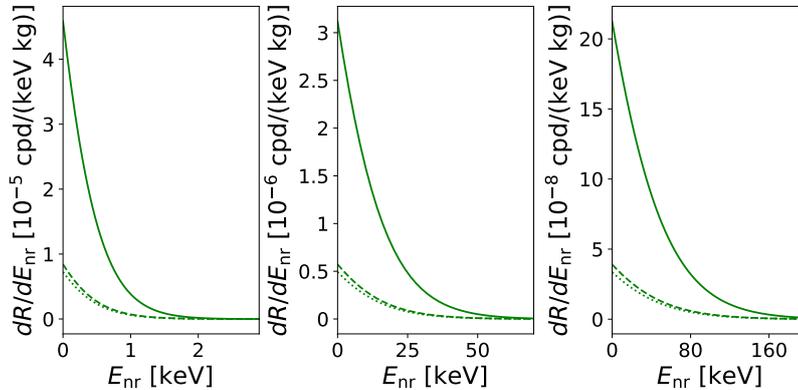


Figura 6.15: dR/dE_{nr} como función de la energía de retroceso de un detector de ^{131}Xe para el laboratorio ANDES, para el 2 de Junio. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. Línea verde sólida: Caso 1; línea verde punteada: Caso 2; línea verde a trazos: Caso 3. Todas las figuras $\mu = 100$ GeV.

Al considerar distintos valores del parámetro μ (representados por los distintos tipos de líneas en la Figura 6.16) se observa que la tasa de reacciones

aumenta al disminuir el valor de μ . Por otro lado al estudiar cada canal axial-vectorial por separado encontramos que el que más contribuye es el correspondiente al bosón Z como mediador. La mayor interacción entre los WIMPs y los núcleos del detector se da a bajas energías, y a menor masa del WIMP, la tasa de reacciones decae más rápidamente a cero.

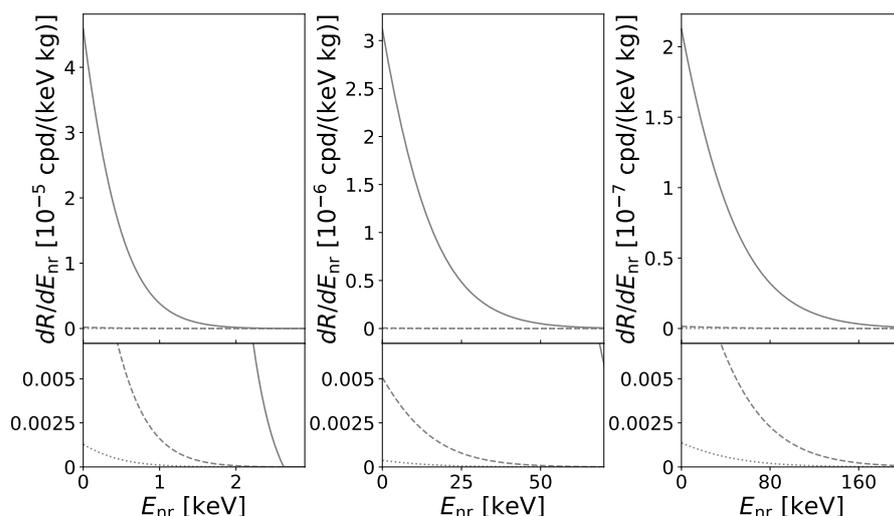


Figura 6.16: dR/dE_{nr} como función de la energía de retroceso de un detector de ^{131}Xe ($\langle S_n \rangle = -0.427$ y $\langle S_p \rangle = 0$) para el laboratorio ANDES, para el 2 de Junio. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV; línea punteada: $\mu = 1000$ GeV. Panel inferior: zoom.

Al realizar la comparación con el caso escalar (Figura 6.2), observamos que la contribución dependiente del spin es como mínimo 5 órdenes de magnitud menor que la contribución independiente del spin.

Si ahora analizamos la dependencia de la tasa de reacciones como función del tiempo, a una energía de retroceso fija, observamos que la misma se encuentra modulada por una función sinusoidal (Figura 6.17). Cada columna representa, una masa diferente para el neutralino y a modo de ejemplo mostramos únicamente las curvas encontradas usando $\mu = 100$ GeV, $E_{nr} = 2$ keV y el Caso 1 de la Tabla 6.8. Notamos que para la masa más baja, el máximo ocurre en Junio, pero para masas mayores su máximo ocurre en Diciembre. Al igual que en el caso escalar, este efecto ocurre para bajas energías de retroceso debido al cambio de signo en la modulación anual. Si consideramos energías donde la amplitud de la modulación es positiva, entonces la tasa de retroceso posee el máximo en Junio para las tres masas. Al considerar otros

valores del parámetro μ , la posición del máximo y el mínimo, en la tasa de reacciones no cambia, solo se ve modificada su amplitud.

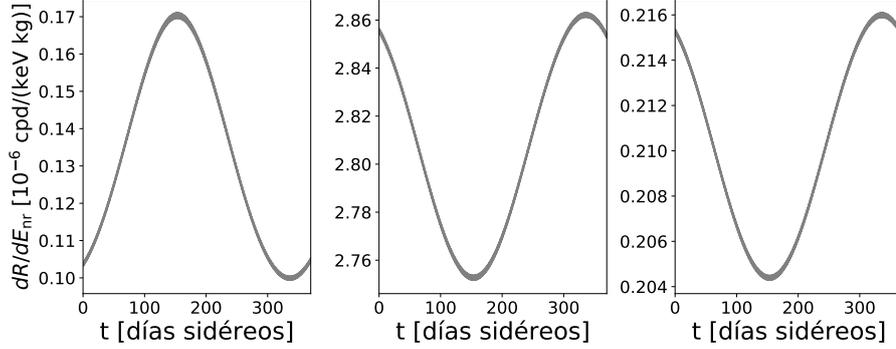


Figura 6.17: dR/dE_{nr} como función del tiempo para un detector de ^{131}Xe ubicado en el laboratorio ANDE. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. Todos los casos $\mu = 100$ GeV, $E_{nr} = 2$ keV, $\langle S_n \rangle = -0.427$ y $\langle S_p \rangle = 0$.

Cuando estudiamos la variación de la componente diurna de la tasa de reacciones normalizada por su amplitud diurna, en un intervalo de 2 días sidéreos para el laboratorio ANDES y XENON encontramos que existe un corrimiento entre los laboratorios y el mismo depende de la longitud del lugar (ver Tabla 6.1). El desfase observado es el mismo que el mostrado en la Figura 6.4 para el caso escalar.

A su vez al estudiar otros materiales para el detector (ver Figura 6.18), notamos que a bajas energías de retroceso el elemento que tiene mayor tasa de reacción es el xenón.

b) Amplitud de la modulación anual de la señal

En esta sección estudiamos el comportamiento de la modulación anual la cual tiene una dependencia con la energía de retroceso a través de la velocidad mínima que debe tener la materia oscura para generar el retroceso del núcleo.

En la Figura 6.19 se muestra la amplitud de la modulación anual en función de la energía de retroceso para el laboratorio ANDES, considerando un detector de xenón (con $\langle S_n \rangle = -0.427$ y $\langle S_p \rangle = 0$). Observamos que esta amplitud es muy pequeña comparada con la tasa de reacciones y aumenta para valores pequeños del parámetro μ . Existe un cambio de signo en la modulación para bajas energías de retroceso que depende de la masa de los WIMPs pero es independiente de valor del parámetro μ . En la figura se evidencia que a mayor masa del WIMP el cambio de signo ocurre a energías

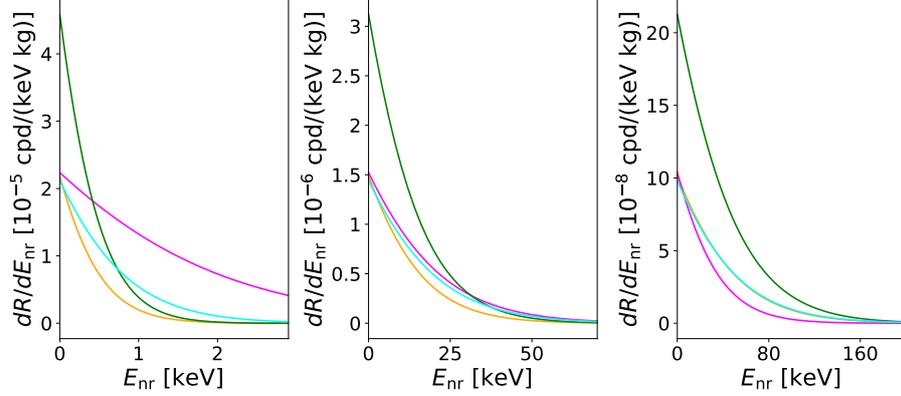


Figura 6.18: dR/dE_{nr} como función de la energía de retroceso para el laboratorio ANDES, para el 2 de Junio. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. Línea naranja: yodo, línea rosa: sodio, línea verde: xenón (con $\langle S_n \rangle = -0.427$ y $\langle S_p \rangle = 0$), línea celeste: germanio. Todos los casos $\mu = 100$ GeV.

de retroceso mayores. Esta energía es la misma que la encontrada analizar la tasa usando la sección eficaz independiente del spin (ver Tabla 6.3).

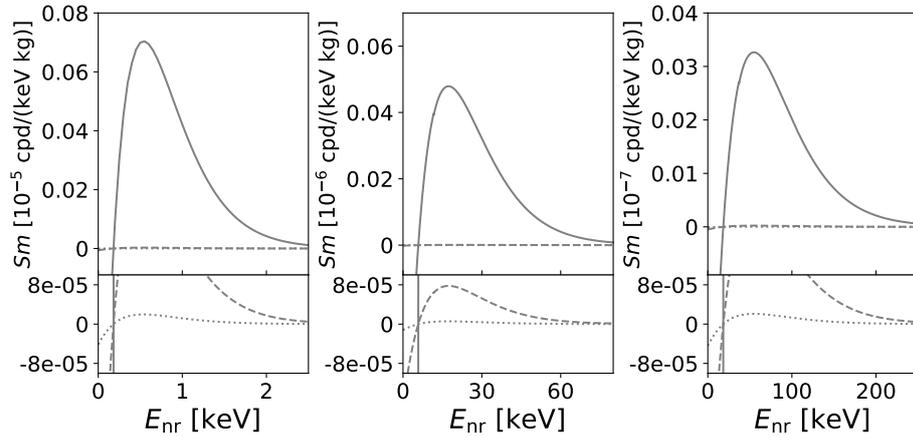


Figura 6.19: Amplitud de la modulación anual como función de la energía de retroceso para un detector de xenón ubicado en el laboratorio ANDES. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV; línea punteada: $\mu = 1000$ GeV. Todos los casos consideramos $\langle S_n \rangle = -0.427$ y $\langle S_p \rangle = 0$.

c) Amplitud de la modulación diurna de la señal

En la Figura 6.20, mostramos el comportamiento de la amplitud de la modulación diurna en función de la energía de retroceso. Los resultados mostrados corresponden a $\mu = 100$ GeV, para el laboratorio ANDES y XENON. En la figura queda evidenciada la diferencia que existe entre ellos, siendo ésta consecuencia de la latitud en la que se encuentran ubicados los mismos.

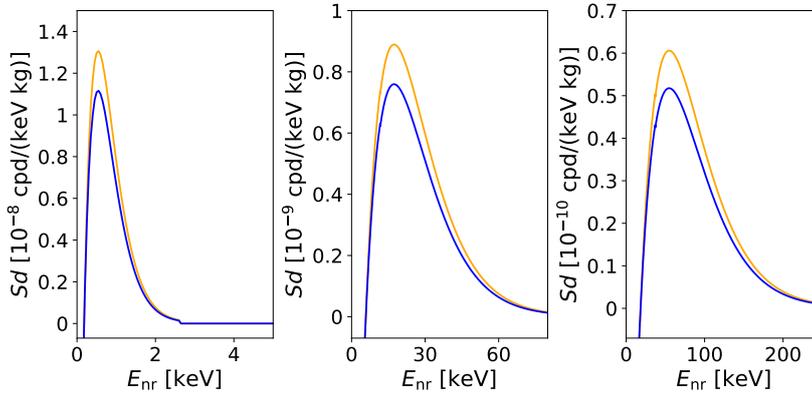


Figura 6.20: Amplitud de la modulación diurna como función de la energía de retroceso. Columna izquierda: $m_\chi = 5$ GeV; columna del medio: $m_\chi = 35$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 80$ GeV. Línea naranja: ANDES, línea azul: XENON. Todos los casos $\mu = 100$ GeV y un detector de xenón con $\langle S_n \rangle = -0.427$ y $\langle S_p \rangle = 0$.

Al considerar otros valores para el parámetro μ , observamos que la amplitud decrece a mayor valor de μ .

6.1.2.2. Caso neutralinos livianos

Los parámetros usados en estos cálculos están detallados en la Tabla 5.3.

a) Dependencia de la señal con la energía de retroceso

En la Figura 6.21, mostramos la tasa de reacciones para el laboratorio ANDES en función de la energía de retroceso, para el 2 de Junio, para un detector de xenón y diferentes valores para $\langle S_n \rangle$ y $\langle S_p \rangle$. Se consideraron dos masas, $m_\chi = 0.005$ GeV (izquierda) y $m_\chi = 0.1$ GeV (derecha) ambas con $\mu = 100$ GeV. La sección eficaz usada corresponde a la contribución de los dos mediadores del caso axial-vectorial, es decir, Z y \tilde{q} . Se observa que a mayor masa del neutralino la tasa de reacciones disminuye. Por

otro lado el conjunto de contenido de spin que da la mayor contribución es $\langle S_n \rangle = -0.427$ y $\langle S_p \rangle = 0$.

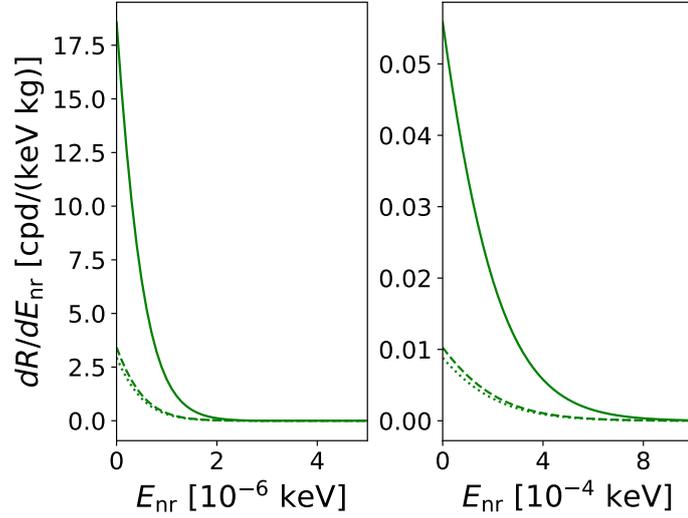


Figura 6.21: dR/dE_{nr} como función de la energía de retroceso para un detector de ^{131}Xe ubicado en el laboratorio ANDES, para el 2 de Junio. Columna izquierda: $m_\chi = 0.005$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 0.1$ GeV. Línea verde sólida: Caso 1; línea verde punteada: Caso 2; línea verde a trazos: Caso 3. Todos los casos $\mu = 100$ GeV.

Al considerar distintos valores del parámetro μ (ver Figura 6.22) se observa que la tasa de reacciones disminuye para valores grandes de este parámetro. Por otro lado al estudiar cada canal axial-vectorial por separado encontramos que el canal del bosón Z como mediador es el que proporciona la mayor contribución. Además la mayor interacción entre los WIMPs y los núcleos del detector se da a bajas energías, y a menor masa, la tasa de reacciones decae más rápidamente a cero. Las energías para las cuales la tasa de reacciones es distinta de cero es mucho menor que el límite experimental actual, que para el caso de detectores de xenón es de 0.4 keV.

Al comparar este resultado con el obtenido al considerar la interacción escalar (Figura 6.9) vemos que para $m_\chi = 0.1$ GeV el caso independiente del spin es dos órdenes de magnitud mayor que el caso dependiente del spin, mientras que para $m_\chi = 0.05$ GeV es seis veces mayor.

En la Figura 6.23 mostramos cómo cambia la tasa de reacciones en función del tiempo para el laboratorio ANDES para dos energías de retroceso fijas. Cada columna representa, una masa diferente para el neutralino y a modo de ejemplo mostramos únicamente la curvas encontradas usando $\mu = 100$ GeV, $\langle S_n \rangle = -0.427$ y $\langle S_p \rangle = 0$. En este caso para ambas masas el

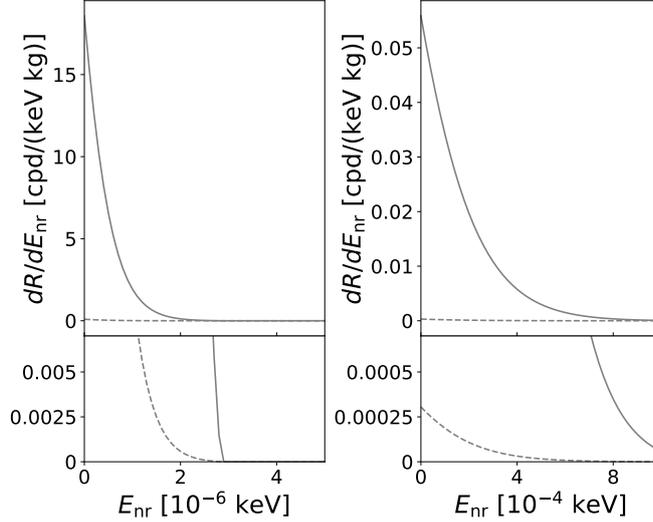


Figura 6.22: dR/dE_{nr} como función de la energía de retroceso para un detector de ^{131}Xe ubicado en el laboratorio ANDES, para el 2 de Junio. Columna izquierda: $m_\chi = 0.005$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 0.1$ GeV. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV. Tomando $\langle S_n \rangle = -0.427$ y $\langle S_p \rangle = 0$.

máximo ocurre en Junio. Al considerar otros valores del parámetro μ , se ve modificada la amplitud pero no la posición del máximo ni del mínimo.

Al estudiar la variación de la componente diurna de la tasa de reacciones para el laboratorio ANDES y XENON se puede distinguir el corrimiento de fase que existe entre los laboratorios debido a la longitud del lugar al igual que en el caso escalar (ver Tabla 6.1).

b) Amplitud de la modulación anual de la señal

En la Figura 6.24 presentamos la amplitud de la modulación anual en función de la energía de retroceso para el laboratorio ANDES. Se puede notar que esta amplitud es mayor para valores pequeños del parámetro μ y existe un cambio de signo en la modulación para bajas energías. Este efecto ocurre a energías mayores cuanto mayor es la masa del WIMP (ver Tabla 6.6).

c) Amplitud de la modulación diurna de la señal

Por último, en la Figura 6.25, mostramos el comportamiento de la amplitud de la modulación diurna en función de la energía de retroceso. Se observa

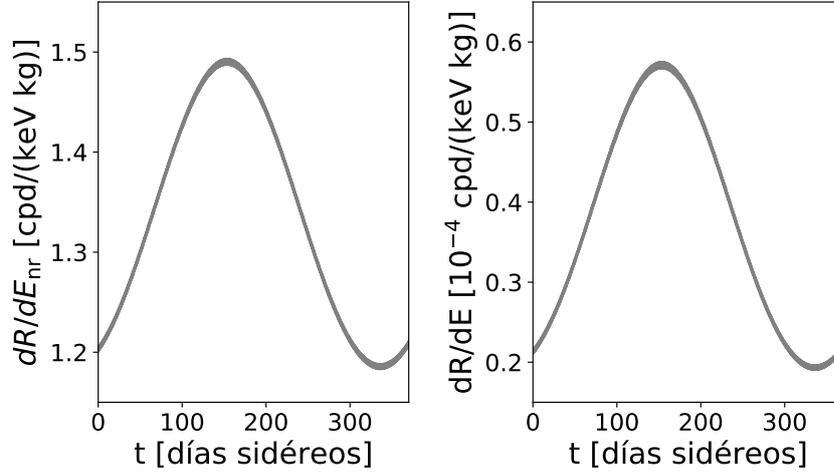


Figura 6.23: dR/dE_{nr} como función del tiempo para un detector de ^{131}Xe ubicado en el laboratorio ANDES, para el 2 de Junio. Columna izquierda: $m_\chi = 0.005$ GeV y $E_{nr} = 1.10 \times 10^{-6}$ keV; columna derecha: $m_\chi = 0.1$ GeV y $E_{nr} = 10^{-3}$ keV. Todos los casos $\mu = 100$ GeV y tomando $\langle S_n \rangle = -0.427$ y $\langle S_p \rangle = 0$.

que la amplitud diurna que se mediría en ANDES sería mayor que la medida por XENON. Este efecto, como ya vimos anteriormente, es consecuencia de la latitud en la que se encuentran ubicados los laboratorios.

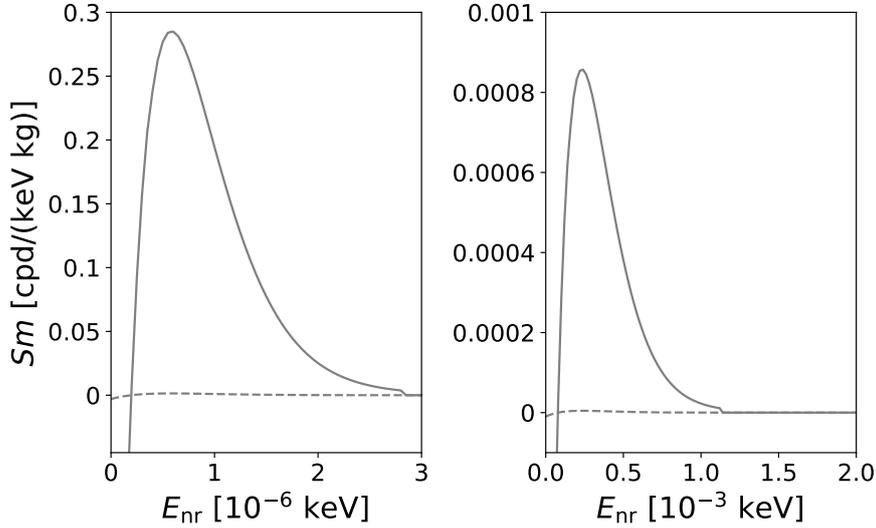


Figura 6.24: Amplitud de la modulación anual como función de la energía de retroceso para un detector de ^{131}Xe ubicado en el laboratorio ANDES. Columna izquierda: $m_\chi = 0.005$ GeV; columna derecha: $m_\chi = 0.1$ GeV. Línea sólida: $\mu = 100$ GeV; línea a trazos: $\mu = 500$ GeV. Todos los casos $\langle S_n \rangle = -0.427$ y $\langle S_p \rangle = 0$.

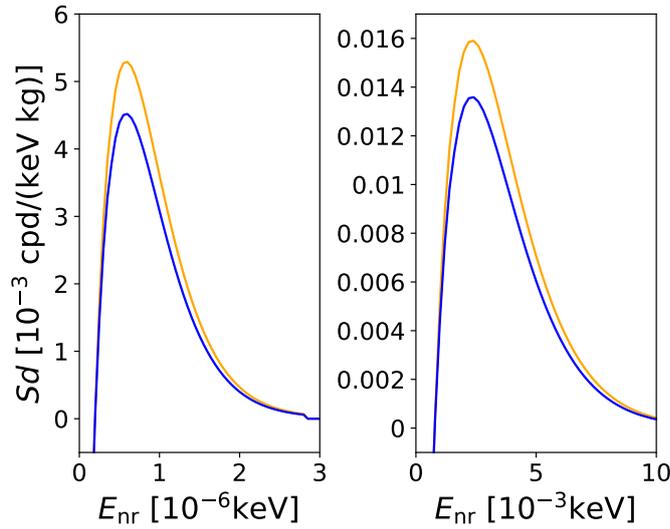


Figura 6.25: Amplitud de la modulación diaria como función de la energía de retroceso. Línea naranja: ANDES; línea azul: XENON. Todos los casos $\mu = 100$ GeV y un detector de ^{131}Xe con $\langle S_n \rangle = -0.427$ y $\langle S_p \rangle = 0$.

Al estudiar la amplitud de la modulación diurna para masas más pequeñas encontramos que es mayor, y que el cambio de signo se encuentra en una energía de retroceso menor. Por otro lado, si consideramos otros valores para el parámetro μ vemos que la amplitud es menor mientras mayor es este parámetro.

Capítulo 7

Conclusiones

En este trabajo estudiamos la respuesta de diversos núcleos a la interacción con posibles candidatos para la materia oscura. A partir de nuestros resultados pudimos obtener la tasa de reacciones y las señales a ser medidas en los experimentos de detección directa utilizando las secciones eficaces calculadas.

En el Capítulo 2, analizamos a título ilustrativo un lagrangiano efectivo para la interacción entre materia oscura y quarks. A partir de este lagrangiano, hemos calculado la sección eficaz neutralino-nucleón (Capítulo 3), y pudimos calcular, en el Capítulo 4, la tasa de reacciones en experimentos de detección directa de materia oscura. Profundizamos en la dependencia de la misma con la posición geográfica de los detectores en la Tierra de los experimentos actuales.

En el Capítulo 5 estudiamos la sección eficaz neutralino-nucleón como función de la masa y la energía del neutralino. El estudio fue efectuado para límites de masas pesadas y livianas del neutralino, utilizando como referencia diferentes combinaciones de los parámetros inspirados en SUSY, así como diferentes cocientes entre los valores de expectación de vacío del Higgs. En este punto distinguimos entre interacciones escalares y axiales vectoriales a nivel del lagrangiano efectivo.

Encontramos que tanto en el caso de la interacción de tipo escalar como de tipo axial-vectorial la sección eficaz neutralino-nucleón decrece para valores crecientes del parámetro μ .

Para el caso de la interacción escalar, encontramos que la sección eficaz para neutrones y protones son similares. El mediador dominante en la interacción es el Higgs más liviano. Cuando estudiamos la contribución de cada quark por separado, encontramos que el quark top proporciona la mayor sección eficaz. Por otro lado, al estudiar la dependencia con los valores del parámetro $\tan\beta$ encontramos que la sección eficaz disminuye al considerar $\tan\beta = 10$.

A partir de la comparación con experimentos de detección directa vimos

que para satisfacer las cotas de secciones eficaces de DM-nucleón los valores de μ deberían ser grandes, lo que implicaría que la composición del candidato a materia oscura propuesto es principalmente bino.

Para el caso de la interacción axial-vectorial, encontramos que las secciones eficaces para neutrones y protones no son iguales, en particular esta diferencia se hace más notoria para masas pequeñas del neutralino. El bosón mediador que domina el canal axial-vectorial es el Z . Al estudiar la contribución de cada quark, encontramos que el quark strange es el que más contribuye a la sección eficaz. Por otro lado, encontramos que la contribución axial-vectorial cambia al modificar el valor de $\tan\beta$, sin embargo, a diferencia del caso escalar el cambio depende del valor del parámetro μ y de la masa del neutralino. Para masas grandes la sección eficaz aumenta para valores mayores de $\tan\beta$, mientras que para masas chicas cuando estudiamos el cociente entre la sección eficaz considerando $\tan\beta = 10$ y $\tan\beta = 3$, el mismo es mayor que uno para valores pequeños de μ y menor que uno para valores grandes de μ . Para la región de masas bajas la sección eficaz aumenta para valores mayores de $\tan\beta$.

Al tener en cuenta los resultados reportados por LEP, se encuentra que la masa del neutralino estaría restringida a masas mayores de 51 GeV. Por otro lado al comparar con los resultados obtenidos por métodos indirectos, encontramos que nuestros resultados se encuentran por debajo de las curvas de restricción presentadas por IceCube y Super-Kamiokande, por lo que no se verían descartados por estas observaciones.

A continuación, en el Capítulo 6 estudiamos la tasa diferencial de reacciones nucleares de los WIMPs. Para ello hemos propuesto una distribución de Maxwell-Boltzman truncada en la velocidad de escape de la galaxia y calculamos la sección eficaz diferencial, considerando dispersión elástica independiente y dependiente del spin. Utilizamos diferentes factores de forma para cada caso.

Como conclusión podemos afirmar que existe una dependencia de la tasa de reacciones nucleares con la latitud y longitud del laboratorio. Este efecto se ve reflejado en una modulación diurna, cuya fase depende de la longitud y su amplitud de la latitud. También encontramos que la mayor interacción se da a bajas energías de retroceso, es por esto que es muy importante lograr una mayor sensibilidad en los detectores.

En particular, para el caso independiente del spin, vimos que los detectores construidos de materiales con mayor número másico (A) son los que poseen las tasas de detección más altas, ya que la sección eficaz es proporcional A^2 . Por otro lado, encontramos que al estudiar cada canal de la interacción escalar por separado el más importante es el correspondiente a H_2 como mediador. En el caso de masas bajas de neutralinos, la energía de retroceso para la cual la señal es no nula es muy pequeña ($O(10^{-6})$ keV para una masa de 0.005 GeV y $O(10^{-4})$ keV para una masa de 0.1 GeV), por lo que es importante lograr disminuir la energía de retroceso mínima de los

detectores actuales.

A su vez, utilizando los datos disponibles de la colaboración DAMA se realizó un análisis estadístico con el fin de ajustar los parámetros del modelo. No se encontró un conjunto de parámetros (μ, m_χ) que pudiera explicar las observaciones. Esto no indicaría que el modelo de materia oscura está descartado ya que las observaciones de otros laboratorios no coinciden con los resultados obtenidos por DAMA (ver Figura 4.11).

Para el caso dependiente del spin, encontramos que la tasa de reacciones es dependiente tanto del modelo nuclear utilizado para calcular los contenidos de spin de los núcleos, como de los parámetros del modelo utilizado para la materia oscura. Los materiales que pueden ser usados para medir esta interacción, deberán tener un número impar de protones y/o neutrones, de otra forma los contenidos de spin son nulos. Por otro lado al estudiar cada canal de la interacción axial-vectorial por separado encontramos que el mediador que más contribuye es el bosón Z .

Al comparar los casos independiente y dependiente del spin, encontramos que la tasa de reacciones es considerablemente menor en el segundo caso.

Por último en base a los resultados obtenidos en esta tesis, concluimos que para el laboratorio ANDES si se quiere medir la interacción independiente del spin es conveniente utilizar un detector de xenón o yodo ya que son los que proporcionan las tasas de detección más altas. Mientras que si se busca medir la interacción dependiente del spin no podemos concluir qué material es el más conveniente, ya que si bien el xenón es el elemento que da la mayor tasa de interacción, ésta depende del modelo nuclear utilizado para calcular el contenido de spin. Es por este motivo que es necesario estudiar más en detalle los modelos nucleares utilizados para poder establecer una conclusión definitiva. El cálculo detallado de las funciones de respuesta para el ^{131}Xe , ^{127}I y ^{73}Ge será objeto de nuestro trabajo a futuro.

Como ya hemos mencionado antes, parte de nuestro trabajo a futuro también incluirá un estudio sobre el piso generado por las dispersiones coherentes de neutrinos con los núcleos del detector para la próxima generación de experimentos que se ubicarían en el laboratorio ANDES. A su vez, teniendo en cuenta los nuevos resultados de GAIA, donde se plantean la existencia de subestructuras del halo en la vecindad del Sol, consideraremos también realizar los estudios usando otros modelos de halo que tengan en cuenta estos efectos.

Apéndice A

Diagonalización de la matriz de masa del neutralino

En este apéndice explicamos cómo obtener la masa del neutralino a partir de la matriz masa [86]

$$Y = \begin{pmatrix} M' & 0 & -M_Z c_\beta s_W & M_Z s_\beta s_W \\ 0 & M & M_Z c_\beta c_W & -M_Z s_\beta c_W \\ -M_Z c_\beta s_W & M_Z c_\beta c_W & 0 & -\mu \\ M_Z s_\beta s_W & -M_Z s_\beta c_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}.$$

Llamamos $c_\beta = \cos \beta$, $s_\beta = \sin \beta$, $c_W = \cos \theta_W$, $s_W = \sin \theta_W$. M_Z es la masa del bosón Z y θ_W es el ángulo de Weingberg. El parámetro M' está relacionado con M , si consideramos teorías GUT, según [85]:

$$M' = \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W M,$$

Necesitamos diagonalizar la matriz Y para obtener la masa del neutralino, para eso buscamos una matriz N cuadrada, compleja y unitaria tal que

$$M_{diag} = N^\dagger Y N,$$

donde M_{diag} es la matriz diagonal cuyo autovalor más liviano es la masa del neutralino buscado. Asumiendo invarianza CP, la matriz N puede ser reemplazada por una matriz real Z tal que [86]

$$M_{diag} = Z Y Z^{-1} = \text{Diag} \left(\epsilon_1 \tilde{M}_1^0, \epsilon_2 \tilde{M}_2^0, \epsilon_3 \tilde{M}_3^0, \epsilon_4 \tilde{M}_4^0 \right). \quad (\text{A.1})$$

La matriz Z cumple que $Z^\dagger Z = 1$, el signo del autovalor \tilde{M}_i^0 (positivo) es $\epsilon_i = \pm 1$. Las dos matrices anteriores N y Z están relacionadas por $N_{ij} = \sqrt{\epsilon_i} Z_{ij}$.

Al trabajar con la ecuación (A.1), se encuentra la siguiente expresión

$$ZY - M_{diag}Z = 0.$$

Para resolver esta ecuación, consideramos la i -ésima fila de la matriz, resultando

$$\begin{aligned} Z_{i1}(Y_{11} - \lambda_i) + Z_{i2}Y_{21} + Z_{i3}Y_{31} + Z_{i4}Y_{41} &= 0 \\ Z_{i1}Y_{12} + Z_{i2}(Y_{22} - \lambda_i) + Z_{i3}Y_{32} + Z_{i4}Y_{42} &= 0 \\ Z_{i1}Y_{13} + Z_{i2}Y_{23} + Z_{i3}(Y_{33} - \lambda_i) + Z_{i4}Y_{43} &= 0 \\ Z_{i1}Y_{14} + Z_{i2}Y_{24} + Z_{i3}Y_{34} + Z_{i4}(Y_{44} - \lambda_i) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

donde Z_{ij} (Y_{ij}) es el elemento ij de la matriz Z (Y) y λ_i el autovalor. Al reescribir considerando a los Z_{ij} como incógnitas obtenemos el sistema

$$\begin{pmatrix} (Y_{11} - \lambda_i) & Y_{21} & Y_{31} & Y_{41} \\ Y_{12} & (Y_{22} - \lambda_i) & Y_{32} & Y_{42} \\ Y_{13} & Y_{23} & (Y_{33} - \lambda_i) & Y_{43} \\ Y_{14} & Y_{24} & Y_{34} & (Y_{44} - \lambda_i) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_{i1} \\ Z_{i2} \\ Z_{i3} \\ Z_{i4} \end{pmatrix} = 0,$$

y al calcular el polinomio característico para encontrar sus raíces, obtenemos

$$\lambda_i^4 - \alpha\lambda_i^3 + b\lambda_i^2 + \gamma\lambda_i + \delta = 0,$$

donde hemos definido [86]

$$\begin{aligned} \alpha &= M + M', \\ b &= MM' - \mu^2 - M_Z^2, \\ \gamma &= (M + M')\mu^2 + (M' \cos^2 \theta_W + M \sin^2 \theta_W) M_Z^2 - \mu M_Z^2 \sin 2\beta, \\ \delta &= -MM'\mu^2 + (M' \cos^2 \theta_W + M \sin^2 \theta_W) \mu M_Z^2 \sin 2\beta. \end{aligned}$$

Al resolver obtenemos los autovalores

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \frac{\alpha}{4} - \sqrt{\frac{a}{4} - \frac{C_2}{6} - \frac{U}{12a}} + \sqrt{-\frac{a}{4} - \frac{C_2}{3} + \frac{C_3}{\sqrt{4a - \frac{8C_2}{3} - \frac{4U}{3a}}} + \frac{U}{12a}}, \\ \lambda_2 &= \frac{\alpha}{4} - \sqrt{\frac{a}{4} - \frac{C_2}{6} - \frac{U}{12a}} - \sqrt{-\frac{a}{4} - \frac{C_2}{3} + \frac{C_3}{\sqrt{4a - \frac{8C_2}{3} - \frac{4U}{3a}}} + \frac{U}{12a}}, \\ \lambda_3 &= \frac{\alpha}{4} + \sqrt{\frac{a}{4} - \frac{C_2}{6} - \frac{U}{12a}} - \sqrt{-\frac{a}{4} - \frac{C_2}{3} - \frac{C_3}{\sqrt{4a - \frac{8C_2}{3} - \frac{4U}{3a}}} + \frac{U}{12a}}, \\ \lambda_4 &= \frac{\alpha}{4} + \sqrt{\frac{a}{4} - \frac{C_2}{6} - \frac{U}{12a}} + \sqrt{-\frac{a}{4} - \frac{C_2}{3} - \frac{C_3}{\sqrt{4a - \frac{8C_2}{3} - \frac{4U}{3a}}} + \frac{U}{12a}}, \end{aligned}$$

donde definimos

$$\begin{aligned}
C_2 &= b - \frac{3}{8}\alpha^2, \\
C_3 &= -\frac{1}{8}\alpha^3 + \frac{1}{2}\alpha b + \gamma, \\
C_4 &= \delta + \frac{1}{4}\alpha\gamma + \frac{1}{16}b\alpha^2 - \frac{3}{256}\alpha^4, \\
U &= -\frac{b^2}{3} - \alpha\gamma - 4\delta, \\
a &= \left(\frac{-S + \sqrt{-D/27}}{2} \right)^{1/3}.
\end{aligned}$$

En la expresión anterior definimos a S y D como

$$\begin{aligned}
S &= -\frac{2b^3}{27} - \frac{\alpha b\gamma}{3} - \gamma^2 - \alpha^2\delta + \frac{8}{3}b\delta, \\
D &= -4U^3 - 27S^2.
\end{aligned}$$

Para calcular los autovectores se divide las ecuaciones (A.2) por Z_{i1} (asumiendo que es no nulo). Se resuelve el sistema considerando solamente las tres primeras ecuaciones, obteniendo [86]

$$\begin{aligned}
\tilde{Z}_{i2} &= \frac{Z_{i2}}{Z_{i1}} = \frac{\lambda_i - M'}{\tan \theta_W (M - \lambda_i)}, \\
\tilde{Z}_{i3} &= \frac{Z_{i3}}{Z_{i1}} = \frac{-4(M - \lambda_i)(\lambda_i - M')\mu}{2\Theta} \\
&\quad + \frac{M_Z^2(-M + 2\lambda_i - M' + (M - M')\cos 2\theta_W)\sin 2\beta}{2\Theta}, \\
\tilde{Z}_{i4} &= \frac{Z_{i4}}{Z_{i1}} = \frac{(\lambda_i - M')(2(M - \lambda_i)\lambda_i + M_Z^2(1 + \cos 2\beta))}{\Theta} \\
&\quad + \frac{2(M' - M)M_Z^2\cos^2\beta\sin^2\theta_W}{\Theta},
\end{aligned}$$

donde llamamos $\Theta = 2\sin\theta_W(M - \lambda_i)M_Z(\mu\cos\beta + \lambda_i\sin\beta)$. Finalmente para encontrar los autovectores correspondientes hacemos uso de la normalización

$$1 = Z_{i1}^2 + Z_{i2}^2 + Z_{i3}^2 + Z_{i4}^2,$$

obteniendo

$$\begin{aligned}
Z_{i1} &= \frac{1}{\sqrt{1 + (\tilde{Z}_{i2})^2 + (\tilde{Z}_{i3})^2 + (\tilde{Z}_{i4})^2}}, \\
Z_{i2} &= (\tilde{Z}_{i2}) Z_{i1}, \\
Z_{i3} &= (\tilde{Z}_{i3}) Z_{i1}, \\
Z_{i4} &= (\tilde{Z}_{i4}) Z_{i1}.
\end{aligned}$$

Para el conjunto de parámetros usados en esta tesis encontramos que el autovalor más pequeño, corresponde con λ_1 de las ecuaciones (A.3) y es la masa del neutralino, valor usado en todos los cálculos de este trabajo.

Para determinar el espacio de parámetros M y μ a usar en el trabajo consideramos que la masa del neutralino debe ser positiva, $\lambda_1 > 0$ (ver Figura A.1, zona sombreada). En particular, al fijar la masa del neutralino $m_\chi = \lambda_1$ se puede obtener una relación entre M y μ .

En la Figura A.1 mostramos las curvas correspondientes para diferentes valores de masas del neutralino usadas en este trabajo al considerar $\tan \beta = 3$.

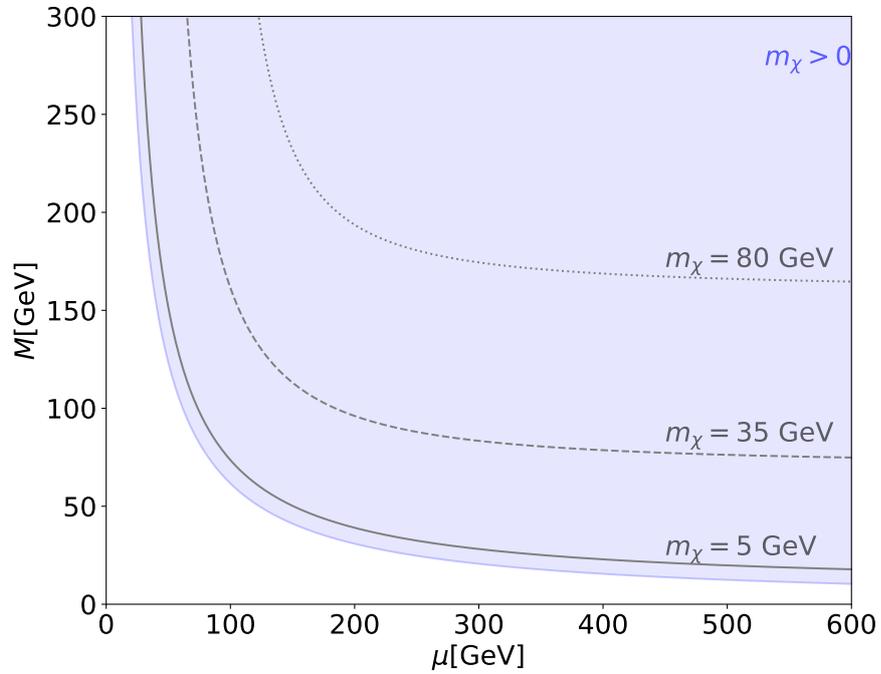


Figura A.1: Relación entre los parámetros M y μ para diferentes masas del neutralino y $\tan \beta = 3$. Zona sombreada: espacio de parámetros con $\lambda_1 > 0$

Apéndice B

Cálculo de amplitudes

En este apéndice mostramos como obtener las ecuaciones (3.3) y (3.7) a partir de las ecuaciones (3.2) y (3.6). Vamos a estudiar el caso escalar y la contribución axial-vectorial por separado.

B.1. Caso escalar

En este caso partimos de la ecuación (3.2)

$$\mathcal{M}_{SI} = (\mathcal{C}_H^{SI} + \mathcal{C}_{\bar{q}}^{SI}) J_\chi J_q,$$

donde las corrientes están definidas como

$$\begin{aligned} J_q &= \bar{\psi}_q \psi_q, \\ J_\chi &= \bar{\chi} \chi, \end{aligned}$$

por lo que

$$\sum_{s,s',t,t'} |\mathcal{M}_{SI}^2| = |(\mathcal{C}_H^{SI} + \mathcal{C}_{\bar{q}}^{SI})|^2 \sum_{s,s',t,t'} (J_\chi J_q)(J_\chi J_q)^\dagger.$$

Podemos separar la expresión en dos contribuciones, una para el sector de los quarks y la otra para el sector de los neutralinos. Comenzaremos con los neutralinos, usando la relación de completitud (definimos $\not{p} = \gamma^\mu p_\mu$)

$$\sum_s \chi(p, s) \bar{\chi}(p, s) = (\not{p} + m)$$

y propiedades de trazas de las matrices γ , encontramos

$$\begin{aligned} \sum_{s,s'} (J_\chi J_\chi^\dagger) &= \sum_{s,s'} [\bar{\chi}(p', s') \chi(p, s)] [\bar{\chi}(p', s') \chi(p, s)]^\dagger \\ &= \text{tr}(\not{p}' + m_\chi)(\not{p} + m_\chi) \\ &= 4(p \cdot p' + m_\chi^2). \end{aligned}$$

Para el sector del quark, obtendremos una expresión similar

$$\begin{aligned}\sum_{t,t'} (J_q J_q^\dagger) &= \sum_{t,t'} \left[\bar{\psi}_q(l', t') \psi_q(l, t) \right] \left[\bar{\psi}_q(l', t') \psi_q(l, t) \right]^\dagger \\ &= 4(l \cdot l' + m_q^2).\end{aligned}$$

Finalmente al reemplazar

$$\sum_{s,s',t,t'} |\mathcal{M}|_{SI}^2 = 16(C_H^{SI} + C_{\tilde{q}}^{SI})^2 \left[(p \cdot p')(l \cdot l') + m_\chi^2(l \cdot l') + m_q^2(p \cdot p') + m_q^2 m_\chi^2 \right].$$

B.2. Caso axial-vectorial

Como vimos en la ecuación (3.6) los elementos de matriz para la interacción axial-vectorial los podemos escribir de la siguiente forma:

$$\mathcal{M}_{SD} = (C_Z^{SD} + C_{\tilde{q}}^{SD}) J_\chi^\mu J_\mu^q,$$

donde las corrientes son

$$\begin{aligned}J_\mu^q &= \bar{\psi}_q \gamma_\mu \gamma_5 \psi_q, \\ J_\chi^\mu &= \bar{\chi} \gamma^\mu \gamma^5 \chi,\end{aligned}$$

por lo que

$$\sum_{s,s',t,t'} |\mathcal{M}|_{SD}^2 = |C_Z^{SD} + C_{\tilde{q}}^{SD}|^2 \sum_{s,s',t,t'} (J_\chi^\mu J_\mu^q)^\dagger (J_\chi^\nu J_\nu^q).$$

En esta expresión podemos separar la contribución de quarks de la de neutralinos. Comenzando con los quarks

$$\sum_{t,t'} (J_\mu^q J_\alpha^{q\dagger}) = \sum_{t,t'} \left[\bar{\psi}_q(l', t') \gamma_\mu \gamma_5 \psi_q(l, t) \right] \left[\psi_q(l, t) \gamma^\alpha \gamma^5 \bar{\psi}_q(l', t') \right],$$

y utilizando la relación de completitud

$$\sum_t \psi_q(l, t) \bar{\psi}_q(l, t) = (l + m),$$

obtenemos:

$$\sum_{t,t'} (J_\mu^q J_\alpha^{q\dagger}) = \text{tr} \left\{ \gamma_\mu \gamma_5 (l + m_q) \gamma_\alpha \gamma_5 (l' + m_q) \right\}.$$

Esta expresión se reduce al utilizar propiedades de las trazas de las matrices γ hasta obtener

$$\sum_{t,t'} (J_\mu^q J_\alpha^{q\dagger}) = 4 \left[l^\rho l'^\nu (g_{\mu\rho} g_{\alpha\nu} - g_{\mu\alpha} g_{\rho\nu} + g_{\mu\nu} g_{\rho\alpha}) - m_q^2 g_{\mu\alpha} \right],$$

donde $g_{\alpha\beta}$ es la métrica usada, $g_{\alpha\beta} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$. Finalmente, la contribución correspondiente a la corriente de los quarks es

$$\sum_{t,t'} (J_\mu^q J_\alpha^{q\dagger}) = 4 \left[(l_\mu l'_\alpha - g_{\mu\alpha} (l \cdot l') + l_\alpha l'_\mu) - m_q^2 g_{\mu\alpha} \right].$$

Para el sector del neutralino, procedemos de forma análoga

$$\begin{aligned} \sum_{s,s'} (J_\chi^\mu J_\chi^{\alpha\dagger}) &= \sum_{s,s'} \left[\bar{\chi}(p', s') \gamma^\mu \gamma^5 \chi(p, s) \right] \left[\bar{\chi}(p', s') \gamma^\alpha \gamma^5 \chi(p, s) \right]^\dagger \\ &= 4 \left[(p^\mu p'^\alpha - g^{\mu\alpha} (p \cdot p') + p^\alpha p'^\mu) - m_\chi^2 g^{\mu\alpha} \right]. \end{aligned}$$

Finalmente el módulo cuadrado de la amplitud de transición queda:

$$\begin{aligned} \sum_{s,s',t,t'} |\mathcal{M}|_{SD}^2 &= 32 (\mathcal{C}_Z^{SD} + \mathcal{C}_{\tilde{q}}^{SD})^2 \left[(p \cdot l)(p' \cdot l') + (p \cdot l')(p' \cdot l) \right. \\ &\quad \left. + m_\chi^2 (l \cdot l') + m_q^2 (p \cdot p') + 2m_q^2 m_\chi^2 \right]. \end{aligned}$$

B.3. Propiedades de las trazas de las matrices γ

Presentamos las propiedades de las trazas de las matrices γ usadas en este apéndice [91]:

$$\begin{aligned} \text{tr}\{\gamma^\mu\} &= 0 \\ \text{tr}\{\text{número impar de } \gamma^\mu\} &= 0 \\ \text{tr}\{\gamma^5\} &= 0 \\ \text{tr}\{\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu\} &= 0 \\ \text{tr}\{\gamma^\mu \gamma^\nu\} &= 4g^{\mu\nu} \\ \text{tr}\{\gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\mu \gamma^\nu\} &= 4(g^{\alpha\beta} g^{\mu\nu} - g^{\alpha\mu} g^{\beta\nu} + g^{\alpha\nu} g^{\beta\mu}) \\ \text{tr}\{\gamma^5 \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\mu \gamma^\nu\} &= -4i\epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} \\ \gamma^5 \gamma^\alpha &= -\gamma^\alpha \gamma^5 \\ \text{tr}\{I_d\} &= 4 \end{aligned}$$

donde $\epsilon^{\alpha\beta\mu\nu}$ es el símbolo de Levi-Civita.

Apéndice C

Integrales para el cálculo de secciones eficaces

En este apéndice mostramos en detalle el cálculo de las integrales presentadas en el Capítulo 3, en particular las ecuaciones (3.5) y (3.9), siguiendo el procedimiento planteado en la referencia [91].

C.1. Integrales para diagramas tipo t

En este apéndice llamamos k al el impulso transferido y M_ϕ a la masa del bosón mediador que corresponda de forma tal de obtener una expresión genérica. Las cinco posibles integrales son:

$$\begin{aligned} I_1 &= \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) \frac{(p' \cdot l')}{(k^2 - M_\phi^2)^2}, \\ I_2 &= \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) \frac{(p \cdot l')(p' \cdot l)}{(k^2 - M_\phi^2)^2}, \\ I_3 &= \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) \frac{(l \cdot l')}{(k^2 - M_\phi^2)^2}, \\ I_4 &= \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) \frac{(p \cdot p')}{(k^2 - M_\phi^2)^2}, \\ I_5 &= \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \frac{\delta^4(p' - p + l' - l)}{(k^2 - M_\phi^2)^2}. \end{aligned}$$

donde p, l (p', l') son los momentos de las partículas entrantes (salientes), m_χ y m_q las masas de las dos partículas involucradas en la dispersión.

Las integrales se realizan sobre los momentos de las partículas salientes por lo que p y l son constantes. Empezamos con la primer integral, es decir:

$$I_1 = \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) \frac{(p' \cdot l')}{(k^2 - M_\phi^2)^2}.$$

Como k es el momento transferido podemos escribirlo como:

$$k^2 = (l' - l)^2 = l'^2 + l^2 - 2(l'_0 l_0 - \vec{l}' \cdot \vec{l}), \quad (\text{C.1})$$

el cual, al considerar $\vec{l} = 0$, se reduce a

$$k^2 = 2m_q^2 - 2l'_0 l_0. \quad (\text{C.2})$$

Consideramos que $q^2 = (p + l)^2 > 0$, es decir, que es tipo tiempo. Entonces se puede hacer una transformación de Lorentz tal que $\tilde{q} \rightarrow (\tilde{q}^0, 0)$. Al llamar $\omega_q = 2m_q^2 - M_\phi^2$ y $(p' \cdot l') = p'_\alpha l'^\alpha = p'_0 l'_0 - \vec{p}' \cdot \vec{l}'$, obtenemos

$$\begin{aligned} I_1 &= \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \frac{\delta^4(p' + l' - q)(p'_0 l'_0 - \vec{p}' \cdot \vec{l}')}{(\omega_q - 2l_0 l'_0)^2} \\ &= \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \frac{\delta^3(\vec{p}' + \vec{l}') \delta(p'^0 + l'^0 - \tilde{q}^0)(p'_0 l'_0 - \vec{p}' \cdot \vec{l}')}{(\omega_q - 2l_0 l'_0)^2}. \end{aligned}$$

Hacemos la integral en \vec{p}' usando la $\delta^3(\vec{p}' + \vec{l}')$, es decir que al tomar $|\vec{p}'| = |\vec{l}'|$ podemos escribir

$$\begin{aligned} l'^0 &= \sqrt{|\vec{l}'|^2 + m_q^2}, \\ p'^0 &= \sqrt{|\vec{p}'|^2 + m_\chi^2} = \sqrt{|\vec{l}'|^2 + m_\chi^2}, \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

entonces encontramos

$$\begin{aligned} I_1 &= \int \frac{d^3\vec{l}' \delta \left(\sqrt{|\vec{l}'|^2 + m_\chi^2} + \sqrt{|\vec{l}'|^2 + m_q^2} - \tilde{q}^0 \right)}{\sqrt{|\vec{l}'|^2 + m_\chi^2} \sqrt{|\vec{l}'|^2 + m_q^2}} \\ &\quad \times \frac{\left[\sqrt{|\vec{l}'|^2 + m_\chi^2} \sqrt{|\vec{l}'|^2 + m_q^2} + (\vec{l}' \cdot \vec{l}') \right]}{(\omega_q - 2l_0 l'_0)^2}. \end{aligned}$$

Realizamos la integral angular (ya que, $d^3\vec{l}' = |\vec{l}'|^2 \sin\theta d\theta d\varphi d|\vec{l}'|$) y la integral en $d|\vec{l}'|$, obteniendo

$$I_1 = \frac{\pi \left[\left(m_\chi^2 - m_q^2 - q_0^2 \right)^2 - 4q_0^2 m_q^2 \right]^{1/2} \left(1 - \frac{(m_\chi^2 + m_q^2)}{q_0^2} \right)}{\left[\omega_q - l_0 q_0 \left(1 - \frac{m_\chi^2 - m_q^2}{q_0^2} \right) \right]^2},$$

al reemplazar la expresión de $|\vec{l}'|$ encontrada a partir de la anulaci3n del argumento de la funci3n delta ¹

$$|\vec{l}'| = \left[\left(\frac{-m_\chi^2 + m_q^2 + q_0^2}{2q_0} \right)^2 - m_q^2 \right]^{1/2}. \quad (\text{C.4})$$

Considerando que

$$\begin{aligned} q_0^2 &\rightarrow q^2 = s, \\ l_0 q_0 &\rightarrow l_\alpha q^\alpha, \end{aligned}$$

obtenemos la integral buscada

$$I_1 = \frac{\pi s \sqrt{\beta_+ \beta_-}}{\alpha_q} \left(1 - \frac{m_\chi^2 + m_q^2}{s} \right). \quad (\text{C.5})$$

En la expresi3n anterior llamamos

$$\begin{aligned} \alpha_q &= \left[\omega_q - \frac{s}{2} \left(1 - \frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^2 \right]^2, \\ \beta_\pm &= \left(1 - \frac{(m_\chi \pm m_q)^2}{q^2} \right). \end{aligned} \quad (\text{C.6})$$

Realizamos la segunda integral

$$I_2 = \int \frac{d^3 \vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3 \vec{l}'}{l'^0} \frac{\delta^4(p' - p + l' - l)(p \cdot l')(p' \cdot l)}{(k^2 - M_\phi^2)^2}.$$

que se puede escribir como

$$I_2 = p^\alpha l^\beta (I_2)_{\alpha\beta}.$$

Se propone como soluci3n:

$$I_{\alpha\beta}^2 = A q^2 g_{\alpha\beta} + B q_\alpha q_\beta,$$

donde A y B son inc3gnitas y $q_\alpha = (p + l)_\alpha$. Para obtener las inc3gnitas, construimos invariantes multiplicando a la integral $(I_2)_{\alpha\beta}$ por $g^{\alpha\beta}$ y por $q^\alpha q^\beta$ [91]

$$\begin{cases} g^{\alpha\beta} I_{\alpha\beta}^2 = (4A + B)q^2, \\ q^\alpha q^\beta I_{\alpha\beta}^2 = (A + B)q^4, \end{cases} \quad (\text{C.7})$$

¹ $\int dx f(x) \delta(g(x)) = \frac{f(x)}{|g'(x)|} \Big|_{g(x)=0}$

y resolvemos el sistema de ecuaciones anterior. Nuevamente consideramos $q^2 > 0$ y hacemos la transformación $\tilde{q}^\nu := a'_\mu q^\mu = (\tilde{q}^0, 0)$. La primera ecuación se reduce a la integral (C.5)

$$\begin{aligned} g^{\alpha\beta}(I_2)_{\alpha\beta} &= \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \frac{\delta^4(p' - p + l' - l) l'^\alpha p'_\alpha}{(k^2 - M_\phi^2)^2} \\ &= \frac{\pi s \sqrt{\beta_+ \beta_-}}{\alpha_q} \left(1 - \frac{m_\chi^2 + m_q^2}{s} \right). \end{aligned}$$

Planteamos ahora la siguiente integral

$$q^\alpha q^\beta I_{\alpha\beta}^2 = (p+l)^\alpha (p+l)^\beta \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \frac{\delta^4(p' + l' - q) l'_\alpha p'_\beta}{(k^2 - M_\phi^2)^2}$$

Al hacer la transformación de Lorentz anterior, es necesario que $\alpha = \beta = 0$ para que la integral no se anule, es decir

$$q^\alpha q^\beta I_{\alpha\beta}^2 = (\tilde{q}^0)^2 \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \frac{\delta^3(\vec{p}' + \vec{l}') \delta(p'^0 + l'^0 - \tilde{q}^0) l'_0 p'_0}{(\omega_q - 2l_0 l'_0)^2}.$$

Al realizar la integral en \vec{p}' se tiene

$$q^\alpha q^\beta I_{\alpha\beta}^2 = (\tilde{q}^0)^2 \int \frac{d^3\vec{l}' \delta \left(\sqrt{|\vec{l}'|^2 + m_\chi^2} + \sqrt{|\vec{l}'|^2 + m_q^2} - \tilde{q}^0 \right)}{(\omega_q - 2l_0 l'_0)^2},$$

y al realizar la integral en \vec{l}' y usando la ecuación (C.4) obtenemos

$$q^\alpha q^\beta I_{\alpha\beta}^2 = \frac{(\tilde{q}^0)^2 \pi}{2\alpha_q} \left[\left(-m_\chi^2 + m_q^2 + q_0^2 \right)^2 - 4q_0^2 m_q^2 \right]^{1/2} \left(1 - \left(\frac{m_\chi^2 - m_q^2}{q_0^2} \right)^2 \right).$$

Considerando la definición de β_\pm , α_q y s (ver ecuaciones (C.6)) encontramos finalmente

$$q^\alpha q^\beta I_{\alpha\beta}^2 = \frac{s^2 \pi \sqrt{\beta_+ \beta_-}}{2\alpha_q} \left(1 - \left(\frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^2 \right).$$

Sabiendo estas integrales, encontramos A y B al resolver el sistema (C.7):

$$\begin{aligned} A &= (3q^2)^{-1} \left(g^{\alpha\beta} I_{\alpha\beta}^2 - \frac{q^\alpha q^\beta I_{\alpha\beta}^2}{q^2} \right), \\ B &= (3q^2)^{-1} \left(4 \frac{q^\alpha q^\beta I_{\alpha\beta}^2}{q^2} - g^{\alpha\beta} I_{\alpha\beta}^2 \right). \end{aligned}$$

Finalmente, al reemplazar en $(I_2)_{\alpha\beta}$ podemos escribir

$$(I_2)_{\alpha\beta} = \frac{\pi\sqrt{\beta_+\beta_-}s}{3\alpha_q} \left\{ \frac{g_{\alpha\beta}}{2} \left[1 - 2\frac{m_q^2 + m_\chi^2}{s} + \left(\frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^2 \right] \right. \\ \left. + \frac{q_\alpha q_\beta}{s} \left[1 + \frac{m_q^2 + m_\chi^2}{s} - 2 \left(\frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^2 \right] \right\}.$$

Por lo que, la integral buscada resulta

$$I_2 = \frac{\pi\sqrt{\beta_+\beta_-}s^2}{6\alpha_q} \left\{ 1 - \frac{m_\chi^2 + m_q^2}{s} + 4\frac{m_q^2 m_\chi^2}{s^2} - \left(\frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^2 \frac{m_\chi^2 + m_q^2}{s} \right. \\ \left. + \left(\frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^4 \right\}, \quad (\text{C.8})$$

al reemplazar

$$(p \cdot q) = \frac{s}{2} \left(1 + \frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right), \\ (l \cdot q) = \frac{s}{2} \left(1 - \frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right), \\ (p \cdot l) = \frac{s}{2} \left(1 - \frac{m_\chi^2 + m_q^2}{s} \right). \quad (\text{C.9})$$

Pasamos a la tercer integral

$$I_3 = \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \frac{\delta^4(p' - p + l' - l)(l \cdot l')}{(k^2 - M_\phi^2)^2}.$$

Integramos en \vec{p}' y consideramos $\vec{l}' = 0$ para obtener

$$I_3 = l_0 \int \frac{d^3\vec{l}' \delta \left(\sqrt{|\vec{l}'|^2 + m_\chi^2} + \sqrt{|\vec{l}'|^2 + m_q^2} - q^0 \right)}{l'_0 \sqrt{|\vec{l}'|^2 + m_\chi^2} (\omega_q - 2l_0 l'_0)^2},$$

donde hemos llamado nuevamente $q_\alpha = (p + l)_\alpha$. Al integrar en \vec{l}' y volver del centro de masa considerando $s = q^2$, encontramos

$$I_3 = \frac{\pi s \sqrt{\beta_- \beta_+}}{2\alpha_q} \left(1 - \frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^2, \quad (\text{C.10})$$

al usar las definiciones dadas en las ecuaciones (C.6).

La cuarta integral la escribimos como

$$I_4 = \int \frac{d^3 \vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3 \vec{l}'}{l'^0} \frac{\delta^4(p' - p + l' - l)(p \cdot p')}{(k^2 - M_\phi^2)^2}$$

donde $(p \cdot p') = p'^0 p^0 - |\vec{p}'| |\vec{p}| \cos \theta_p$. Ahora realizamos primero la integral en \vec{l}' para obtener

$$I_4 = \int \frac{|\vec{p}'|^2 \sin \theta_p d\theta_p d\varphi d|\vec{p}'| \delta \left(\sqrt{|\vec{p}'|^2 + m_\chi^2} + \sqrt{|\vec{p}'|^2 + m_q^2} - q^0 \right)}{\sqrt{|\vec{p}'|^2 + m_q^2} \sqrt{|\vec{p}'|^2 + m_\chi^2} (\omega q - 2l_0 l'_0)^2} \times (p'^0 p^0 - |\vec{p}'| |\vec{p}| \cos \theta_p).$$

Luego, al integrar las variables angulares

$$I_4 = \int \frac{2\pi |\vec{p}'|^2 d|\vec{p}'| \delta \left(\sqrt{|\vec{p}'|^2 + m_\chi^2} + \sqrt{|\vec{p}'|^2 + m_q^2} - q^0 \right)}{\sqrt{|\vec{p}'|^2 + m_q^2} \sqrt{|\vec{p}'|^2 + m_\chi^2}} \times \frac{2p_0 \sqrt{|\vec{p}'|^2 + m_\chi^2}}{\left(\omega q - 2l_0 \sqrt{|\vec{p}'|^2 + m_q^2} \right)^2}$$

y por último resolvemos la integral en $|\vec{p}'|$ reemplazando

$$|\vec{p}'| = \left[\left(\frac{m_\chi^2 - m_q^2 + q_0^2}{2q_0} \right)^2 - m_\chi^2 \right]^{1/2} \quad (\text{C.11})$$

Finalmente, al volver del centro de masa, resulta

$$I_4 = \frac{\pi s \sqrt{\beta_- \beta_+}}{2\alpha_q} \left(1 + \left(\frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right) \right)^2. \quad (\text{C.12})$$

Calculamos la última integral

$$I_5 = \int \frac{d^3 \vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3 \vec{l}'}{l'^0} \frac{\delta^4(p' - p + l' - l)}{(k^2 - M_\phi^2)^2},$$

para eso integramos primero en \vec{p}' y luego en \vec{l}' , obteniendo

$$I_5 = \frac{2\pi \sqrt{\beta_- \beta_+}}{\alpha_q}. \quad (\text{C.13})$$

C.2. Integrales para diagramas tipo s

Las cinco posibles integrales son:

$$\begin{aligned}
I_1 &= \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l)(p' \cdot l'), \\
I_2 &= \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l)(p \cdot l')(p' \cdot l), \\
I_3 &= \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l)(l \cdot l'), \\
I_4 &= \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l)(p \cdot p'), \\
I_5 &= \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l).
\end{aligned} \tag{C.14}$$

donde p, l (p', l') son los momentos de las partículas entrantes (salientes), m_χ y m_q las masas de las dos partículas involucradas en la dispersión.

Cada una de estas cinco integrales se puede abordar de una forma análoga a la manera en que resolvimos, respectivamente, las cinco integrales de la sección previa. Por lo tanto, en esta sección presentaremos la resolución de manera abreviada. Empezamos con la primer integral:

$$I_1 = \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l)(p' \cdot l'),$$

en donde consideramos, al igual que en la sección anterior, que $q^2 = (p+l)^2 > 0$, entonces al hacer una transformación de Lorentz tal que $\tilde{q} \rightarrow (\tilde{q}^0, 0)$, integramos en \vec{p}' y luego en \vec{l}' obtenemos

$$I_1 = \pi s \sqrt{\beta_+ \beta_-} \left(1 - \frac{m_\chi^2 + m_q^2}{s} \right), \tag{C.15}$$

al reemplazar las ecuaciones (C.4), (C.6) y volver del centro de masas.

La segunda integral,

$$I_2 = \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l)(p \cdot l')(p' \cdot l),$$

se puede resolver siguiendo una secuencia de pasos similar a la seguida en la resolución de I_2 de la sección anterior: proponemos una solución a partir de la cual podemos construir un sistema de invariantes y resolvemos las integrales de dicho sistema integrando en \vec{p}' y en \vec{l}' . De esta manera, se

obtiene

$$I_2 = \frac{\pi\sqrt{\beta_+\beta_-}s^2}{6} \left\{ 1 - \frac{m_\chi^2 + m_q^2}{s} + 4\frac{m_q^2 m_\chi^2}{s^2} - \left(\frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s}\right)^2 \frac{m_\chi^2 + m_q^2}{s} + \left(\frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s}\right)^4 \right\}. \quad (\text{C.16})$$

Al igual que procedimos con la integral I_3 de la sección anterior, la integral,

$$I_3 = \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l)(l \cdot l'),$$

se resuelve al integrar primero en \vec{p}' y luego en \vec{l}' . Obtenemos así

$$I_3 = \frac{\pi s \sqrt{\beta_- \beta_+}}{2} \left(1 - \frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^2. \quad (\text{C.17})$$

En la cuarta integral

$$I_4 = \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l)(p \cdot p'),$$

resolvemos la integral en \vec{l}' y luego la integral en \vec{p}' . Haciendo uso de la ecuación (C.11) obtenemos

$$I_4 = \frac{\pi s \sqrt{\beta_- \beta_+}}{2} \left(1 + \frac{m_\chi^2 - m_q^2}{s} \right)^2. \quad (\text{C.18})$$

Por último, resolvemos la quinta integral, integrando primero en \vec{p}' y luego en \vec{l}'

$$I_5 = \int \frac{d^3\vec{p}'}{p'^0} \frac{d^3\vec{l}'}{l'^0} \delta^4(p' - p + l' - l) = 2\pi\sqrt{\beta_- \beta_+}.$$

Bibliografía

- [1] M. Schumann, “Direct detection of WIMP dark matter: concepts and status”, *JPG*, vol. 46, p. 103003, 2019.
- [2] F. Zwicky, “Die rotverschiebung von extragalaktischen nebeln”, *Helv. Phys. Acta*, vol. 6, p. 110, 1933.
- [3] V. C. Rubin and J. Ford, W. Kent, “Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions”, *Astrophys. J.*, vol. 159, p. 379, 1970.
- [4] A. Einstein, “Die Feldgleichungen der Gravitation”, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, p. 844, 1915.
- [5] D. Clowe *et al.*, “A direct empirical proof of the existence of dark matter”, *Astrophys. J.*, vol. 648, p. L109, 2006.
- [6] L. Roszkowski, E. M. Sessolo, and S. Trojanowski, “WIMP dark matter candidates and searches—current status and future prospects”, *Rept. Prog. Phys.*, vol. 81, p. 066201, 2018.
- [7] W. J. Percival *et al.*, “The 2dF Galaxy Redshift Survey: the power spectrum and the matter content of the Universe”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 327, p. 1297, 2001.
- [8] N. Aghanim *et al.*, “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”, *Astronomy and Astrophysic*, vol. 641, p. A6, 2020.
- [9] D. Majumdar, *Dark Matter: An Introduction*. Taylor & Francis, 2014.
- [10] C. Alcock *et al.*, “The MACHO project: Microlensing results from 5.7 years of Large Magellanic Cloud observations”, *Astrophys. J.*, vol. 542, p. 281, 2000.
- [11] B. Paczynski, “Gravitational Microlensing by the Galactic Halo”, *Astrophys. J.*, vol. 304, p. 1, 1986.

- [12] C. L. Bennett *et al.*, “Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Final Maps and Results”, *Astrophys. J. Supplement Series*, vol. 208, p. 20, 2013.
- [13] D. Hooper, “Particle Dark Matter”, in *Proceedings of Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics on The dawn of the LHC era(TASI 2008)*, p. 709, 2010.
- [14] G. B. Gelmini, “Light weakly interacting massive particles”, *Rept. Prog. Phys.*, vol. 80, p. 082201, 2017.
- [15] D. J. H. Chung *et al.*, “Gravitational production of superheavy dark matter”, *Phys. Rev. D*, vol. 64, p. 043503, 2001.
- [16] E. W. Kolb, D. J. H. Chung, and A. Riotto, “WIMPZILLAS!”, in *DARK98: Proceedings of the Second International Conference on Dark Matter in Astro and Particle Physics* (H. V. Klapdor-Kleingrothaus and L. Baudis, eds.), p. 592, 1999.
- [17] E. Alcántara, L. A. Anchordoqui, and J. F. Soriano, “Hunting for superheavy dark matter with the highest-energy cosmic rays”, *Phys. Rev. D*, vol. 99, p. 103016, 2019.
- [18] G. B. Gelmini, “The Hunt for Dark Matter”, in *Journeys Through the Precision Frontier: Amplitudes for Colliders (TASI 2014)* (L. Dixon and *et al.*, eds.), p. 559, 2016.
- [19] S. D. M. White, C. S. Frenk, and M. Davis, “Clustering in a Neutrino Dominated Universe”, *Astrophys. J.*, vol. 274, p. L1, 1983.
- [20] S. Bose *et al.*, “The Copernicus Complexio: statistical properties of warm dark matter haloes”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 455, p. 318, 2016.
- [21] S. Dodelson and L. M. Widrow, “Sterile neutrinos as dark matter”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 72, p. 17, 1994.
- [22] A. Boyarsky *et al.*, “Sterile neutrino Dark Matter”, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 104, p. 1, 2019.
- [23] M. D. Campos and W. Rodejohann, “Testing keV sterile neutrino dark matter in future direct detection experiments”, *Phys. Rev. D*, vol. 94, p. 095010, 2016.
- [24] P. C. Divari and J. D. Vergados, “Heavy sterile neutrino in dark matter searches”, *Adv. High Energy Phys.*, vol. 2018, p. 1479313, 2018.
- [25] R. Holman, G. Lazarides, and Q. Shafi, “Axions and the dark matter of the Universe”, *Phys. Rev. D*, vol. 27, p. 995, 1983.

- [26] P. F. Pérez, C. Murgui, and A. D. Plascencia, “Axion dark matter, proton decay and unification”, *Journal of High Energy Physics*, vol. 2020, p. 91, 2020.
- [27] D. J. E. Marsh, “Axion cosmology”, *Physics Reports*, vol. 643, p. 1, 2016.
- [28] K. Freese, “Status of dark matter in the universe”, *IJMP D*, vol. 26, p. 1730012, 2017.
- [29] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest, “Supersymmetric dark matter”, *Phys. Rept.*, vol. 267, p. 195, 1996.
- [30] H. Baer, “TASI 2008 lectures on Collider Signals II: E_T missing signatures and the dark matter connection”, *arXiv e-prints*, p. arXiv:0901.4732, 2009.
- [31] J. W. Moffat, “Scalar tensor vector gravity theory”, *JCAP*, vol. 2006, p. 004, 2006.
- [32] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, “Particle dark matter: evidence, candidates and constraints”, *Physics Reports*, vol. 405, p. 279, 2005.
- [33] M. Boezio *et al.*, “PAMELA and indirect dark matter searches”, *New Journal of Physics*, vol. 11, p. 105023, 2009.
- [34] F. Palmonari *et al.*, “Search for dark matter in cosmic rays with the AMS-02 space spectrometer”, *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 335, p. 012066, 2011.
- [35] J. Silk, K. Olive, and M. Srednicki, “The photino, the sun, and high-energy neutrinos”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 55, p. 257, 1985.
- [36] T. K. Gaisser, G. Steigman, and S. Tilav, “Limits on cold-dark-matter candidates from deep underground detectors”, *Phys. Rev. D*, vol. 34, p. 2206, 1986.
- [37] J. Goodman *et al.*, “Constraints on dark matter from colliders”, *Phys. Rev. D*, vol. 82, p. 116010, 2010.
- [38] M. Aaboud *et al.*, “Search for dark matter in events with a hadronically decaying vector boson and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector”, *Journal of High Energy Physics*, vol. 2018, p. 180, 2018.
- [39] M. W. Goodman and E. Witten, “Detectability of certain dark-matter candidates”, *Phys. Rev. D*, vol. 31, p. 3059, 1985.

- [40] I. Wasserman, “Possibility of Detecting Heavy Neutral Fermions in the Galaxy”, *Phys. Rev. D*, vol. 33, p. 2071, 1986.
- [41] K. Freese, M. Lisanti, and C. Savage, “Colloquium: Annual modulation of dark matter”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 85, p. 1561, 2013.
- [42] R. Bernabei *et al.*, “First Model Independent Results from DAMA/LIBRA-Phase2”, *Nuclear Physics and Atomic Energy*, vol. 19, p. 307, 2018.
- [43] A. H. Abdelhameed *et al.*, “First results from the CRESST-III low-mass dark matter program”, *Phys. Rev. D*, vol. 100, p. 102002, 2019.
- [44] R. Agnese and SuperCDMS Collaboration, “Search for low-mass dark matter with CDMSlite using a profile likelihood fit”, *Phys. Rev. D*, vol. 99, p. 062001, 2019.
- [45] E. Aprile and Xenon Collaboration, “Light Dark Matter Search with Ionization Signals in XENON1T”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 123, p. 251801, 2019.
- [46] M. Antonello *et al.*, “The SABRE project and the SABRE Proof-of-Principle”, *EPJ C*, vol. 79, p. 363, 2019.
- [47] D. Santos *et al.*, “MIMAC: Micro-tpc Matrix of Chambers for dark matter directional detection”, in *Journal of Physics Conference Series*, vol. 469, p. 012002, 2013.
- [48] G. Adhikari *et al.*, “Search for a dark matter-induced annual modulation signal in NaI(Tl) with the COSINE-100 experiment”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 123, p. 031302, 2019.
- [49] P. Agnes *et al.*, “Low-mass dark matter search with the DarkSide-50 experiment”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 121, p. 081307, 2018.
- [50] C. Amole *et al.*, “Dark matter search results from the complete exposure of the PICO-60 C₃F₈ bubble chamber”, *Phys. Rev. D*, vol. 100, p. 022001, 2019.
- [51] R. Ajaj and D. Collaboration, “Search for dark matter with a 231-day exposure of liquid argon using DEAP-3600 at SNOLAB”, *Phys. Rev. D*, vol. 100, p. 022004, 2019.
- [52] E. Aprile *et al.*, “Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 121, p. 111302, 2018.
- [53] D. S. Akerib *et al.*, “Results from a Search for Dark Matter in the Complete LUX Exposure”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118, p. 021303, 2017.

- [54] “Laboratorio ANDES.” <http://andeslab.org/index.php>.
- [55] O. Civitarese, “The ANDES Underground Laboratory Project”, *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, vol. 267 - 269, p. 377, 2015. X Latin American Symposium of High Energy Physics.
- [56] W. de Boer, “Grand unified theories and supersymmetry in particle physics and cosmology”, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 33, p. 201, 1994.
- [57] J. E. Augustin *et al.*, “Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 33, p. 1406, 1974.
- [58] J. J. Aubert *et al.*, “Experimental observation of a heavy particle j ”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 33, p. 1404, 1974.
- [59] F. J. Hasert *et al.*, “Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the gargamelle neutrino experiment”, *Phys. Lett. B*, vol. 46, p. 138, 1973.
- [60] S. W. Herb *et al.*, “Observation of a dimuon resonance at 9.5 GeV in 400-GeV proton-nucleus collisions”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 39, p. 252, 1977.
- [61] G. Arnison *et al.*, “Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s=540$ GeV”, *Phys. Lett. B*, vol. 122, p. 103, 1983.
- [62] G. Arnison *et al.*, “Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c² at the CERN SPS collider”, *Phys. Lett. B*, vol. 126, p. 398, 1983.
- [63] F. Abe *et al.*, “Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions with the collider detector at Fermilab”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, p. 2626, 1995.
- [64] S. Abachi *et al.*, “Observation of the top quark”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, p. 2632, 1995.
- [65] K. Kodama *et al.*, “Observation of tau neutrino interactions”, *Phys. Lett. B*, vol. 504, p. 218, 2001.
- [66] S. Chatrchyan *et al.*, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, *Phys. Lett. B*, vol. 716, p. 30, 2012.
- [67] G. Aad *et al.*, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, *Phys. Lett. B*, vol. 716, p. 1, 2012.

- [68] I. J. R. Aitchison, “Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction”, *arXiv e-prints hep-ph/0505105*, 2005.
- [69] S. Coleman and J. Mandula, “All Possible Symmetries of the S Matrix”, *Phys. Rev.*, vol. 159, p. 1251, 1967.
- [70] R. Haag, J. T. Łopuszański, and M. Sohnius, “All possible generators of supersymmetries of the S-matrix”, *Nuclear Physics B*, vol. 88, p. 257, 1975.
- [71] Y. A. Gol’Fand and E. P. Likhtman, “Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of P invariance”, *ZhETF Pisma Redaktsiiu*, vol. 13, p. 452, 1971.
- [72] Y. A. Gol’Fand and E. P. Likhtman, “Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of P invariance”, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, vol. 13, p. 323, 1971.
- [73] D. V. Volkov and V. P. Akulov, “Is the neutrino a goldstone particle?”, *Phys. Lett. B*, vol. 46, p. 109, 1973.
- [74] J. Wess and B. Zumino, “Supergauge transformations in four dimensions”, *Nuclear Physics B*, vol. 70, p. 39, 1974.
- [75] J. Wess and B. Zumino, “A lagrangian model invariant under supergauge transformations”, *Phys. Lett. B*, vol. 49, p. 52, 1974.
- [76] J. Wess and B. Zumino, “Supergauge invariant extension of quantum electrodynamics”, *Nuclear Physics B*, vol. 78, p. 1, 1974.
- [77] S. P. Martin, “A Supersymmetry primer”, *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, vol. 18, p. 1, 1998.
- [78] P. Fayet, “Supersymmetry and weak, electromagnetic and strong interactions”, *Phys. Lett. B*, vol. 64, p. 159, 1976.
- [79] U. Ellwanger *et al.*, “The Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model”, *Physics Reports*, vol. 496, p. 1, 2010.
- [80] M. Maniatis, “The Next-To Supersymmetric Extension of the Standard Model Reviewed”, *International Journal of Modern Physics A*, vol. 25, p. 3505, 2010.
- [81] C. Boehm *et al.*, “Naturalness of light neutralino dark matter in pMSSM after LHC, XENON100 and Planck data”, *Journal of High Energy Physics*, vol. 2013, p. 113, 2013.
- [82] R. K. Barman *et al.*, “Status of low mass LSP in SUSY”, *European Physical Journal Special Topics*, vol. 229, p. 3159, 2020.

- [83] S. Dimopoulos and H. Georgi, “Softly broken supersymmetry and SU(5)”, *Nuclear Physics B*, vol. 193, p. 150, 1981.
- [84] J. Engel, S. Pittel, and P. Vogel, “Nuclear Physics of Dark Matter Detection”, *IJMP E*, vol. 1, p. 1, 1992.
- [85] H. E. Haber and G. L. Kane, “The search for supersymmetry: Probing physics beyond the standard model”, *Phys. Rep.*, vol. 117, p. 75, 1985.
- [86] M. M. El Kheishen, A. A. Shafik, and A. A. Aboshousha, “Analytic formulas for the neutralino masses and the neutralino mixing matrix”, *Phys. Rev. D*, vol. 45, p. 4345, 1992.
- [87] I. Aitchison, *Supersymmetry in particle physics: an elementary introduction*. Cambridge University Press, 1 ed., 2007.
- [88] L. Roszkowski, E. M. Sessolo, and A. J. Williams, “Prospects for dark matter searches in the pMSSM”, *Journal of High Energy Physics*, vol. 2015, p. 14, Feb. 2015.
- [89] M. Tanabashi and Particle Data Group, “Review of Particle Physics*”, *Phys. Rev. D*, vol. 98, p. 030001, 2018.
- [90] A. Djouadi, “The anatomy of electroweak symmetry breaking tome ii: The higgs bosons in the minimal supersymmetric model”, *Phys. Rep.*, vol. 459, p. 1, 2008.
- [91] W. Greiner, D. Bromley, and B. Müller, *Gauge Theory of Weak Interactions*. Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [92] M. Lisanti, “Lectures on Dark Matter Physics”, in *Proceedings, Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: New Frontiers in Fields and Strings (TASI 2015): Boulder, CO, USA, 2015*, p. 399, 2017.
- [93] P. Gondolo *et al.*, “DarkSUSY: computing supersymmetric dark matter properties numerically”, *JCAP*, vol. 2004, p. 008, 2004.
- [94] G. B. Gelmini, “Light weakly interacting massive particles”, *Rept. Prog. Phys.*, vol. 80, p. 082201, 2017.
- [95] G. B. Gelmini, “TASI 2014 Lectures: The Hunt for Dark Matter”, in *Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: Journeys Through the Precision Frontier: Amplitudes for Colliders (TASI 2014) Boulder, Colorado, June 2-27, 2014*, 2015.
- [96] J. D. Lewin and P. F. Smith, “Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil”, *Astropart. Phys.*, vol. 6, p. 87, 1996.

- [97] C. Marcos, M. Peiró, and S. Robles, “On the importance of direct detection combined limits for spin independent and spin dependent dark matter interactions”, *JCAP*, vol. 2016, p. 019, 2016.
- [98] N. Bozorgnia and T. Schwetz, “What is the probability that direct detection experiments have observed dark matter?”, *JCAP*, vol. 2014, p. 015, 2014.
- [99] A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure: Single-particle motion*. W. A. Benjamin, 1969.
- [100] R. H. Helm, “Inelastic and elastic scattering of 187-mev electrons from selected even-even nuclei”, *Phys. Rev.*, vol. 104, p. 1466, 1956.
- [101] P. Pirinen, J. Suhonen, and E. Ydrefors, “Neutral-current neutrino-nucleus scattering off Xe isotopes”, *Advances in High Energy Physics*, vol. 2018, 2018.
- [102] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, “Theory of Superconductivity”, *Phys. Rev.*, vol. 108, p. 1175, 1957.
- [103] L. Vietze *et al.*, “Nuclear structure aspects of spin-independent WIMP scattering off Xenon”, *Phys. Rev. D*, vol. 91, p. 043520, 2015.
- [104] J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White, “A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering”, *Astrophys. J.*, vol. 490, p. 493, 1997.
- [105] J. Einasto, “On the Construction of a Composite Model for the Galaxy and on the Determination of the System of Galactic Parameters”, *Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata*, vol. 5, p. 87, 1965.
- [106] N. Bozorgnia *et al.*, “Simulated Milky Way analogues: implications for dark matter direct searches”, *JCAP*, vol. 2016, p. 024, 2016.
- [107] F. Froberg and A. R. Duffy, “Annual modulation in direct dark matter searches”, *JPG*, vol. 47, p. 094002, 2020.
- [108] C. A. J. O’Hare *et al.*, “Velocity substructure from Gaia and direct searches for dark matter”, *Phys. Rev. D*, vol. 101, p. 023006, 2020.
- [109] K. Freese, J. Frieman, and A. Gould, “Signal modulation in cold-dark-matter detection”, *Phys. Rev. D*, vol. 37, p. 3388, 1988.
- [110] R. Bernabei *et al.*, “Model independent result on possible diurnal effect in DAMA/LIBRA-phase1”, *Eur. Phys. J. C*, vol. 74, p. 2827, 2014.
- [111] O. Civitarese, K. J. Fushimi, and M. E. Mosquera, “Calculated WIMP signals at the ANDES laboratory: comparison with northern and southern located dark matter detectors”, *JPG*, vol. 43, p. 125201, 2016.

- [112] C. E. Aalseth *et al.*, “CoGeNT: A search for low-mass dark matter using p -type point contact germanium detectors”, *Phys. Rev. D*, vol. 88, p. 012002, 2013.
- [113] R. Bonicalzi *et al.*, “The C-4 Dark Matter Experiment”, *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 712, p. 27, 2013.
- [114] E. Barbosa de Souza *et al.*, “First search for a dark matter annual modulation signal with NaI(Tl) in the southern hemisphere by DM-Ice17”, *Phys. Rev. D*, vol. 95, p. 032006, 2017.
- [115] X. Cui *et al.*, “Dark matter results from 54-Ton-Day exposure of PandaX-II experiment”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 119, p. 181302, 2017.
- [116] K. Abe and Xmass Collaboration, “A direct dark matter search in XMASS-I”, *Phys. Lett. B*, vol. 789, p. 45, 2019.
- [117] D. S. Akerib *et al.*, “Limits on spin-dependent WIMP-nucleon cross section obtained from the complete LUX exposure”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118, p. 251302, 2017.
- [118] A. Aguilar-Arevalo and DAMIC Collaboration, “Constraints on Light Dark Matter Particles Interacting with Electrons from DAMIC at SNOLAB”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 123, p. 181802, 2019.
- [119] M. Crisler *et al.*, “SENSEI: First direct-detection constraints on Sub-GeV dark matter from a surface run”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 121, p. 061803, 2018.
- [120] E. Behnke *et al.*, “Final results of the PICASSO dark matter search experiment”, *Astropart. Phys.*, vol. 90, p. 85, 2017.
- [121] K. Fushimi, M. E. Mosquera, and O. Civitarese, “MSSM WIMPs-Nucleon cross-section for $E_\chi < 500\text{GeV}$ ”, *International Journal of Modern Physics E*, vol. 29, p. 2050072, 2020.
- [122] J. Ellis, A. Ferstl, and K. A. Olive, “Re-evaluation of the elastic scattering of supersymmetric dark matter”, *Phys. Lett. B*, vol. 481, p. 304, 2000.
- [123] D. Cerdeno, S. Khalil, and C. Munoz, “Large dark matter cross-sections from supergravity and superstrings”, in *5th International Conference on Particle Physics and the Early Universe*, 2001.
- [124] B. Murakami and J. D. Wells, “Nucleon scattering with Higgsino and W-ino cold dark matter”, *Phys. Rev. D*, vol. 64, p. 015001, 2001.
- [125] J. D. Vergados, “Searching for light WIMPS in view of neutron decay to dark matter”, *JPG*, vol. 46, p. 105002, 2019.

- [126] C. Amole and PICO Collaboration, “Dark matter search results from the complete exposure of the PICO-60 C₃F₈ bubble chamber”, *Phys. Rev. D*, vol. 100, p. 022001, 2019.
- [127] E. Behnke *et al.*, “Final results of the PICASSO dark matter search experiment”, *Astropart. Phys.*, vol. 90, p. 85, 2017.
- [128] J. Xia *et al.*, “PandaX-II constraints on spin-dependent WIMP-nucleon effective interactions”, *Phys. Lett. B*, vol. 792, p. 193, 2019.
- [129] T. Suzuki and Xmass Collaboration, “Search for WIMP-¹²⁹Xe inelastic scattering with particle identification in XMASS-I”, *Astropart. Phys.*, vol. 110, p. 1, 2019.
- [130] “Large electron positron collider (LEP).” http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/lsp_cmssm_summer04/cMSSM_final.html.
- [131] M. G. Aartsen *et al.*, “Velocity independent constraints on spin-dependent DM-nucleon interactions from IceCube and PICO”, *European Physical Journal C*, vol. 80, p. 819, 2020.
- [132] P. Mijakowski *et al.*, “Dark Matter Searches at Super-Kamiokande”, in *Journal of Physics Conference Series*, vol. 1342 of *Journal of Physics Conference Series*, p. 012075, 2020.
- [133] J. A. Aguilar Sánchez, “Indirect Searches for Dark Matter with IceCube”, in *European Physical Journal Web of Conferences*, vol. 207 of *European Physical Journal Web of Conferences*, p. 04006, 2019.
- [134] G. B. Gelmini, V. Takhistov, and S. J. Witte, “Casting a wide signal net with future direct dark matter detection experiments”, *JCAP*, vol. 2018, p. 009, 2018.
- [135] L. E. Strigari, “Neutrino coherent scattering rates at direct dark matter detectors”, *New Journal of Physics*, vol. 11, p. 105011, 2009.
- [136] J. Monroe and P. Fisher, “Neutrino backgrounds to dark matter searches”, *Phys. Rev. D*, vol. 76, p. 033007, 2007.
- [137] J. Billard *et al.*, “Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments”, *Phys. Rev. D*, vol. 89, p. 023524, 2014.
- [138] “Laboratorio Gran Sasso.” <https://www.lngs.infn.it/en>.
- [139] “Laboratorio Soudan.” <http://www.soudan.umn.edu/>.
- [140] “Laboratorio Stawell.” <https://astronomy.swin.edu.au/supl1/>.

- [141] J. H. Davis, “Fitting the Annual Modulation in DAMA with Neutrons from Muons and Neutrinos”, *Physical Review Letters*, vol. 113, p. 081302, 2014.
- [142] P. S. Barbeau, , *et al.*, “Comment on: Fitting the Annual Modulation in DAMA with Neutrons from Muons and Neutrinos”, *Physical Review Letters*, vol. 113, p. 229001, 2014.
- [143] R. Bernabei *et al.*, “No role for neutrons, muons and solar neutrinos in the DAMA annual modulation results”, *European Physical Journal C*, vol. 74, p. 3196, 2014.
- [144] D. R. Tovey *et al.*, “A new model-independent method for extracting spin-dependent cross section limits from dark matter searches”, *Phys. Lett. B*, vol. 488, p. 17, 2000.