



Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo
Instituto de Ciencias Básicas e Ingeniería.

Área Académica de Matemáticas y Física

CAMBIO DE SABOR EN MESONES CARGADOS
INDUCIDA POR MATERIA OSCURA ESCALAR

Tesis

para la obtención del título de

LICENCIADO EN FÍSICA Y TECNOLOGÍA AVANZADA

Presentada por

Hugo Alfredo Ortega Muñoz

asesorado por

Dr. Lao Tsé López Lozano

Pachuca Hgo.
Septiembre de 2018



Mineral de la Reforma, Hgo., a 17 de septiembre de 2018

Número de control: ICBI-D/758/2018

Asunto: Autorización de impresión de tesis.

MTRO. JULIO CÉSAR LEINES MEDECÍGO
DIRECTOR DE ADMINISTRACIÓN ESCOLAR

Por este medio le comunico que el jurado asignado al pasante de la Licenciatura en Física y Tecnología Avanzada, Hugo Alfredo Ortega Muñoz, quien presenta el trabajo de titulación "Cambio de sabor en mesones cargados inducido por materia oscura escalar", después de revisar el trabajo ha decidido autorizar la impresión del mismo, hechas las correcciones que fueron acordadas.

A continuación se anotan las firmas de conformidad del jurado:

PRESIDENTA: Dra. Victoria Elizabeth Cerón Ángeles

SECRETARIO: Dr. Roberto Noriega Papaqui

PRIMER VOCAL: Dr. Lao Tsé López Lozano

SEGUNDO VOCAL: Dr. Luis Alberto López Suárez

TERCER VOCAL: Dr. Carlos Vaquera Araujo

PRIMER SUPLENTE: Dr. Carlos Arturo Soto Campos

SEGUNDO SUPLENTE: Dr. Fernando Donado Pérez

Atentamente

"Amor, Orden y Progreso"

Dr. Oscar Rodolfo Suárez Castillo
 Director del ICBI



ORSC/POJM

Ciudad del Conocimiento
 Carretera Pachuca - Tulancingo km. 4.5
 Colonia Carboneras
 Mineral de la Reforma, Hidalgo, México, C.P. 42184
 Tel. +52 771 7172000 exts 2231, Fax 2109
 direccion_icbi@uaeh.edu.mx



www.uaeh.edu.mx

Agradecimientos

Debido a que soy una persona de pocas palabras seré breve en esta parte. En primer lugar quisiera agradecer a mis padres, por el apoyo que me dieron. Sin ellos difícilmente hubiera podido concluir este ciclo tan importante en mi vida. Sé que ellos realizaron un gran esfuerzo para que yo pudiera seguir estudiando, y eso es algo que jamás podré agradecerles. Hemos pasado tiempos difíciles, pero siempre pudimos solucionarlos. También mis hermanos fueron una parte importante de este ciclo que terminara, ya que siempre he podido contar con ellos. El poder culminar con este proceso es un logro de los cinco.

También quisiera agradecerles a todos los profesores con los que tuve la oportunidad de cursar una o varias materias. Siempre pude aprender algo nuevo de ellos, y no solo fue conocimiento académico, sino que aprendí mucho en ellos que me ha ayudado a crecer como persona.

Quisiera hacer un agradecimiento especial al Dr. Lao, quien es mi asesor de tesis. Su apoyo hacía mí siempre sobrepasó del salón, dándome consejos para poder ser alguien mejor de lo que soy ahora, seguir mejorando día a día. No hay forma de agradecer la paciencia que me tuvo durante un largo tiempo, y aunque pareciera que no iba a ser posible, ¡lo logramos!

Otro agradecimiento a todos mis compañeros que tuve durante la licenciatura, a mis compañeros de generación, y aquellos que fue conociendo durante el transcurso de la carrera. Con todos ellos pude pasar grandes momentos durante toda la carrera, por lo tanto espero que todos ellos tengan éxito en todos sus planes a futuro. Gracias a Gaby, Valeria, Mau, Servando, Irvin, Pancho, Manuel, Héctor, quienes fueron a las primeras personas con las que conviví en la licenciatura. También les agradezco a las chicas, Mildrett y Andrea, a quienes las conocí poco después, pero pasé momentos muy divertidos con ellas.

Por último quisiera agradecerles a mis mejores amigos Dali y Gonzo. Gracias Gonzo por siempre escucharme y apoyarme, por ser cómplice de las locuras que hacíamos. A ti Dali te agradezco por tu ayuda en momentos complicados, siempre estaré agradecido contigo.

De todo corazón a las personas que mencioné y a las que no pude mencionar, que tengan mucho éxito en todo lo que hagan.

Índice general

Agradecimientos	1
1. Introducción	3
2. La Materia	7
2.1. Materia conocida: el Modelo Estándar	7
2.2. Materia Oscura	9
2.2.1. Evidencia de la existencia de la Materia Oscura	10
2.2.2. Partículas candidatas a Materia Oscura	11
2.3. Detección de la Materia Oscura	11
3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs más Singlete	15
3.1. Modelo de dos dobletes de Higgs	15
3.1.1. El 2HDM tipo III con FCNC a nivel de árbol	17
3.2. Sector Escalar	19
4. Canal $K^+ \rightarrow \pi^+$ y el detector Trek	21
4.1. El canal $K^+ \rightarrow \pi^+$	21
4.2. Detector Trek	23
5. Interacción de escalar S con el kaón	27
5.1. Diagramas de Feynman	27
5.2. Sección eficaz	29
5.3. Análisis de los parámetros libres	30
Conclusiones y perspectivas	41
Bibliografía	43

Índice de figuras

2.1. Partículas del Modelo Estándar.	7
2.2. Curvas de rotación teórica y observada.	10
2.3. Sección Eficaz versus masa de los WIMP.	12
3.1. Partículas del modelo de dos dobletes de Higgs.	19
4.1. Diagrama del Detector Trek [1].	24
4.2. Diagrama del sistema de rastreo [1].	25
4.3. Representación pictórica de las mediciones de los momentos de μ^+ [1].	26
5.1. Diagrama del proceso a estudiar.	27
5.2. Reglas de Feynman.	28
5.3. Gráfica de los valores que obtendrá M_S	31
5.4. Gráfica de los valores que obtendrá M_H para $M_S < 10$ GeV.	32
5.5. Gráfica de los valores que obtendrá M_H para $M_S > 10$ GeV.	32
5.6. Gráfica de los valores que obtendrá las masas M_S y M_H	33
5.7. Rango de valores de M_S y M_H para distintos valores de σ	34
5.8. Relación entre κ_S y M_S	34
5.9. Relación entre κ_S y M_H	35
5.10. Gráfica de los valores que obtendrá M_S	36
5.11. Gráfica de la energía del pión saliente.	37
5.12. Relación entre el número de eventos por segundo y M_S	38
5.13. Tiempo en el que se llevará a cabo una interacción entre K^+ y S . . .	39
5.14. Gráfica de la energía del pión saliente.	39

Índice de tablas

2.1. Resultados de los experimentos actuales de detección directa de WIMPs.	13
3.1. Distintos tipos del 2HDM.	16
4.1. Principales anchuras de decaimiento del Kaón.	24
4.2. Principales anchuras de decaimiento del Pión.	25

Capítulo 1

Introducción

Al ser humano a través del tiempo siempre le ha inquietado saber de qué está constituido el Universo. El primer intento de responder esta interrogante surgió con los griegos, quienes introdujeron el concepto de átomo. Ellos concebían al átomo como la partícula más pequeña e indivisible que constituye la materia. Con el transcurso del tiempo a través de experimentos se fue descubriendo que el átomo está constituido por otras partículas aún más pequeñas. Rutherford propuso el modelo que establece que el átomo está formado por electrones que giran alrededor de un núcleo constituido por protones y neutrones.

Posteriormente se descubrió que los protones y los neutrones no eran fundamentales, que están compuestos de otras partículas llamadas quarks. Cada día se fueron descubriendo nuevas partículas, hasta llegar a la clasificación actual, y el Modelo Estándar es el encargado de describirnos las características de estas partículas y las interacciones entre ellas, teniendo el más alto grado de precisión entre la parte teórica y lo experimental, pero existen muchas incógnitas que no les puede dar explicación, tales como la violación de CP (Carga-Paridad), la oscilación de neutrinos, la materia oscura, etc.

En la actualidad se sabe que el Universo está compuesto en un 68% por energía oscura, un 27% materia oscura y un 5% por materia bariónica [2, 3]. Solo un pequeño porcentaje del Universo es materia bariónica, siendo en su mayoría aún desconocido para la humanidad. En este trabajo se centra en la materia oscura, y trata de proponer un posible método de detección de materia oscura, a través de un proceso en el cual se tendrá un kaón incidente que interactuará con una partícula escalar, que será candidata a materia oscura, provocando que el kaón se transforme en un pión debido a un fenómeno de violación de sabor a nivel árbol inducido por la interacción del kaón la partícula de materia oscura.

Existen distintas observaciones a nivel cosmológico [4, 5] que propone la existencia de una materia que no emite radiación electromagnética y que sólo interactúa

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

con la materia ordinaria de forma gravitatoria, por tal motivo se le ha denominado materia oscura. La naturaleza de la materia oscura todavía es desconocida, por lo que se han realizado distintos modelos teóricos tratando de proponer distintos candidatos a materia oscura, y se han creado experimentos encargados de confirmar estos modelos. Debido a la exactitud que ha tenido el Modelo Estándar, en el área de Física de Partículas se ha tratado de dar respuesta a esta y muchas otras incógnitas respuesta a través de extensiones al Modelo Estándar.

La extensión más simple al Modelo Estándar es el Modelo de Dos Dobletes de Higgs (2HDM, por sus siglas en inglés), el cual consiste en agregar un nuevo doblete en los sectores de Higgs y de Yukawa produciendo que se tengan más bosones de Higgs y nueva fenomenología. La importancia de estudiar al 2HDM, es que modelos más complejos introducen dos dobletes a su teoría para tratar de dar respuesta a incógnitas que van desde la asimetría que existe en el Universo de materia-antimateria, hasta la existencia de materia oscura.

Existen distintos tipos del 2HDM, dependiendo de como se acopla con los fermiones, y se hablará de ellos en el capítulo 3, sin embargo, en el caso particular del estudio de la materia oscura realizado en este trabajo, se toma un modelo que es extensión del 2HDM tipo III, al cual se le añade un singlete escalar real S candidato a ser materia oscura. En este modelo la interacción de la materia ordinaria con la Materia oscura no se da directamente, sino a través de algún Higgs, por lo cual se estudiara en el capítulo 3 la interacción de la materia ordinaria y de la materia oscura con estos nuevos bosones de Higgs.

La elección del proceso para analizar la interacción de la materia oscura con materia ordinaria, no fue realizada de forma arbitraria. Debido a que se busca la viabilidad experimental, las partículas implicadas en el proceso deben cumplir ciertas condiciones, una de ellas es que sean partículas cargadas, ya que las partículas neutras son difíciles de acelerar con los métodos actuales que utilizan los aceleradores de partículas (a través de campos electromagnéticos). En el capítulo 4 se habla con más detalle de la elección de la transición del kaón al pión para estudiar la interacción de materia oscura con materia conocida. En ese mismo capítulo se habla un poco sobre el detector Trek, el cual tiene un diseño interesante para ser propuesto como un detector de materia oscura.

La sección eficaz es la observacional experimental más importante, ya que da la relación entre número de partícula incidentes y el número de partículas que interaccionan [6], es decir, es una medida de la probabilidad de que un evento ocurra. Por esta razón para poder decir si se podrá detectar materia oscura a través del proceso $K^+S \rightarrow \pi^+S$ es importante calcular la sección eficaz. La expresión de la sección eficaz para este proceso depende de distintos parámetros, de los cuales algunos ya fueron definidos en distintos experimentos, pero los que resulten como

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

parámetros libres tendrán que ser analizados.

El análisis de estos parámetros libres consistirá en obtener una cota para los posibles valores que podrán tener estos parámetros, de tal forma que se obtenga un valor de la sección eficaz lo más grande posible, es decir, una mayor probabilidad de detectar materia oscura.

Capítulo 2

La Materia

2.1. Materia conocida: el Modelo Estándar

El Modelo Estándar es la teoría encargada de describir a las partículas elementales y las interacciones que existen entre ellas. Para ello el Modelo Estándar clasifica a las partículas en tres tipos: fermiones, bosones de norma y el Higgs, sumando un total de 17 partículas elementales como se muestra en la figura 2.1.

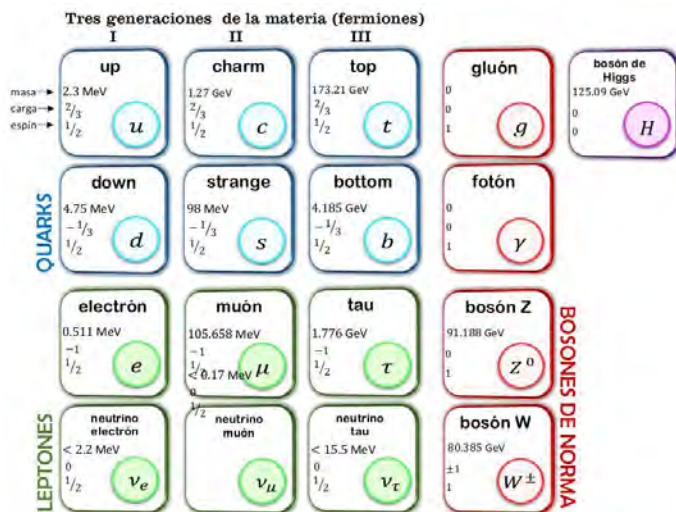


Figura 2.1: Partículas del Modelo Estándar.

Los fermiones son las partículas que forman la materia y se clasifican en dos tipos: los leptones (electrón, muón, tau y sus respectivos neutrinos) y los quark (up, down, charm, strange, top, bottom). Los quark no se pueden encontrar libremente, siempre están confinados en partículas llamadas hadrones, que se pueden clasificar en dos tipos: bariones, que están formados por tres quark o tres antiquarks, y los mesones, que están formados de un quark y un antiquark. Los bariones más

CAPÍTULO 2. LA MATERIA

2.1. MATERIA CONOCIDA: EL MODELO ESTÁNDAR

conocidos son el protón, formado por dos quarks u y uno d , y el neutrón, formado por dos quark d y uno u .

En la naturaleza existen cuatro fuerzas fundamentales: gravitatoria, electromagnética, débil y fuerte. En el Modelo Estándar se concibe a estas fuerzas como partículas, llamadas partículas mediadoras, partículas de fuerza o bosones. Las interacciones fundamentales se pueden entender como si las partículas de materia (leptones y quarks) que interactúan intercambian otras partículas entre sí. Estas partículas mediadoras serían los fotones, encargados de la interacciones electromagnéticas, los bosones W y Z en la interacción débil y los gluones con la interacción fuerte. Actualmente no se ha podido identificar una partícula que explique la interacción gravitatoria.

Existe también otra partícula mediadora, llamada el bosón de Higgs, que fue propuesta teóricamente al tratar de explicar porque los bosones W y Z , tienen masa, a través de lo que se conoce como el rompimiento espontáneo de la simetría [7, 8], siendo descubierta en el LHC en el 2012 [9, 10]. El alcance de las interacciones débiles requeriría que los bosones W y Z tuviesen masas relativamente grandes, pero la simetría de la teoría electrodébil que explica estas interacciones, exigía que sus masas fuesen nulas. Tal contradicción desaparecería si la masa de los bosones W y Z fuesen dadas por otras partículas. El llamado mecanismo de Higgs explica como los bosones de Goldstone se convierte en los grados de libertad que faltan para que los bosones W y Z adquieran masa. Actualmente, el mecanismo de Higgs es considerado el origen de las masas de todas las partículas elementales.

El Modelo Estándar concibe a las partículas como campos con espines 0, $\frac{1}{2}$ y 1, llamados campos escalares, fermiónicos y vectoriales, respectivamente. Los fermiones (partículas de espín $\frac{1}{2}$) se pueden organizar en un vector Ψ que contiene a los campos de los quark y leptones en forma de espinores, de la siguiente forma:

$$q_{iL} = \begin{pmatrix} u_{iL} \\ d_{iL} \end{pmatrix} \quad l_{iL} = \begin{pmatrix} e_{iL} \\ \nu_{iL} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Las partículas de espín 1 son los bosones de norma, siendo los gluones, G_μ los encargados de la interacción fuerte, y los bosones W_μ y B_μ de la interacción electrodébil. Estas fuerzas son interacciones de norma, asociadas con el grupo de simetría $G_{SM} = SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$, donde los subíndices C , W e Y denotan el color, isospín débil e hipercarga, respectivamente. La parte $SU(3)$ conduce a la Cromodinámica Cuántica, la teoría de interacciones fuertes. El subgrupo $SU(2)_W \times U(1)_Y$ describe el sector electrodébil del Modelo Estándar, el cual se descompone en el subgrupo $U(1)$ de la Electrodinámica Cuántica.

En el Modelo Estándar la única partícula de espín 0 es el campo de Higgs H , el cual está introducido dentro de un doblete Φ , el cual es un campo escalar complejo

y de isoespín débil, que se acopla a los fermiones.

En el Modelo Estándar la dinámica de las partículas está descrita por un lagrangiano \mathcal{L} que es invariante bajo la simetría G_{SM} . El lagrangiano del Modelo Estándar que es invariante de norma $SU(2)_L \times U(1)_Y$ puede escribirse como:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_\Phi + \mathcal{L}_{YW} \quad (2.2)$$

donde, \mathcal{L}_f y \mathcal{L}_G son los Lagrangianos de los fermiones y de los bosones de norma.

El lagrangiano del sector de escalar \mathcal{L}_Φ del Modelo Estándar está dado por:

$$\mathcal{L}_\phi = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.3)$$

donde la derivada covariante es:

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{1}{2} i g \sigma^I W_\mu^I - \frac{1}{2} i g' B_\mu \quad (2.4)$$

Aquí W_μ^I y B_μ son los campos de norma de $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente, con g y g' como sus respectivas constantes de acoplamiento. El Lagrangiano de Yukawa \mathcal{L}_{YW} en el Modelo Estándar tiene la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_{YW} = \bar{q}_{Li} \eta_{ij}^d u_{Rj} \Phi + \bar{q}_{Li} \eta_{ij}^u u_{Rj} \tilde{\Phi} + \bar{l}_{Li} \eta_{ij}^e e_{Rj} \Phi \quad (2.5)$$

Siendo q_{Li} y l_{Li} de la forma (2.1) y el doblete complejo del campo escalar puede escribirse como:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} \quad \tilde{\Phi} = i \sigma_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \phi_0^* \\ -\phi^- \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Las masas de los bosones W y Z , y de los fermiones son dadas al producirse un Rompimiento Espontáneo de la Simetría Electrodébil en los lagrangianos \mathcal{L}_ϕ y \mathcal{L}_{YW} .

2.2. Materia Oscura

Toda la evidencia de la existencia de la materia oscura proviene de las observaciones de sus efectos gravitatorios sobre la materia bariónica, pero estas observaciones no nos dan información detallada de lo que es la materia oscura, por lo que se ha tratado de explicar su naturaleza en diferentes campos de la Física, creando una amplia variedad de experimentos. En este capítulo se pensará a la materia oscura como una partícula, de ahí se hablará de las evidencias más comunes de su existencia y de algunas partículas candidatas a ser materia oscura.

2.2.1. Evidencia de la existencia de la Materia Oscura

Se usa el término de materia oscura para denotar una materia invisible (que no emite radiación electromagnética), que tiene efectos gravitatorios sobre la materia ordinaria. Existe distintas observaciones que apuntan a que existe una materia adicional a la materia ordinaria. Esta materia adicional se propone para que concuerden las mediciones experimentales con la teoría. A continuación se hablará de algunas de estas evidencias observacionales.

Dinámica de los cúmulos de galaxias. Una discrepancia de masas fue encontrada por Fritz Zwicky al medir el corrimiento al rojo de las galaxias del cúmulo Coma. Zwicky encontró que las velocidades individuales de las galaxias difieren de la velocidad promedio del cúmulo esperada debido al masa total estimada a partir de la materia luminosa, comparándola con la masa dinámica total del cúmulo, concluyendo que el cúmulo contiene una gran cantidad de alguna materia invisible, que afecta de forma considerable la dinámica del cúmulo Coma. Según su estimación, la cantidad de materia oscura del cúmulo Coma excede la masa total del cúmulo de galaxias al menos diez veces [4]. Smith midió las velocidades radiales de algunas galaxias del cúmulo de Virgo, confirmando los resultados de Zwicky.

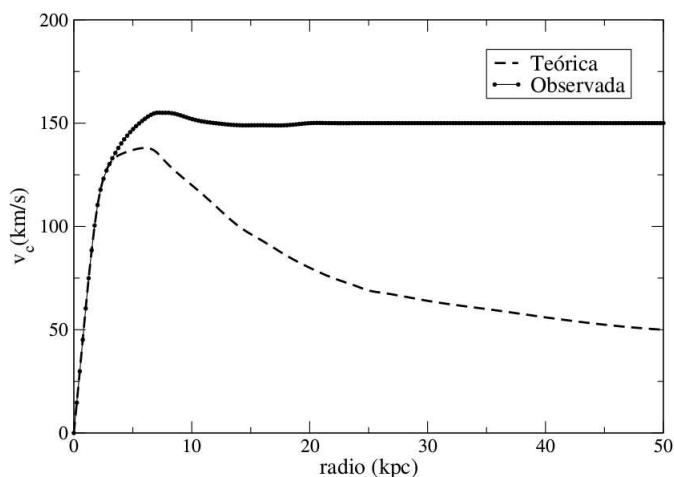


Figura 2.2: Curvas de rotación teórica y observada.

Curvas de rotación de galaxias. Estas curvas nos muestran el perfil de velocidad circular de las estrellas y el gas en una galaxia, en función de su distancia desde el centro galáctico. Estas curvas mostraban un problema con la distribución de la masa en la galaxia y con la relación entre la masa dinámica y la masa luminosa en galaxias espirales, tal y como se ilustra en la figura 2.2. Babcock obtuvo espectros de la galaxia M31 Andrómeda encontrando que las regiones externas de la galaxia giran a velocidades muy altas, en comparación a la velocidad Kepleriana esperada [4].

Rubin y Ford posteriormente obtuvieron las curvas de rotación de la M31 usando datos ópticos encontrando que la velocidad de rotación aumenta mientras se aleja del centro de la galaxia, pero a partir de cierta distancia la curva permanece casi constante. La inconsistencia surge al aplicar un análisis Newtoniano, que predice que la velocidad de rotación debería decrecer conforme nos alejamos del centro de la galaxia, considerando únicamente la presencia de materia luminosa [11]. Estas observaciones sugieren la existencia de un halo de Materia Oscura que rodea a la galaxia contribuyendo a su comportamiento.

2.2.2. Partículas candidatas a Materia Oscura

Existen distintas partículas candidatas a materia oscura, siendo las más estudiadas los axiones y los WIMPs por los experimentos más importantes de detección de materia oscura.

Axiones. Peccei y Quinn en una extensión del Modelo Estándar postularon una simetría que resolvía el problema de la violación carga-paridad CP ¹. Un rompimiento espontáneo de esta simetría implicaría la existencia de un bosón pseudo-Goldstone, llamado axión. Mediante la observación de la Supernova 1987A se impuso una restricción al valor de la masa del axión, $m_a \lesssim 10^{-3}$ eV [5]. Una de las características de los axiones es que tiene interacciones extremadamente débiles con otras partículas, por lo que es un candidato a Materia Oscura.

WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles). Como su nombre lo indica, estas son partículas que interactúan débil y de forma gravitatoria con las partículas histriónicas. Las masas de los WIMPs abarcan un intervalo de 10 GeV - 1 TeV. Al neutralizo, la partícula dosimétrica más ligera, se le considera como una posible WIMPs.

Campos escalares. Los campos escalares se manejan como un posible candidato a Materia Oscura debido a que tienen espín 0. Los campos escalares pueden ser reales o complejos. Un campo escalar complejo tiene dos tipos de partículas asociadas, ambas con la misma masa, interpretadas como la partícula y su antia-partícula. En el campo real sólo existe una partícula asociada por lo que la partícula es su propia antia-partícula.

2.3. Detección de la Materia Oscura

Para conocer la naturaleza de la materia oscura, se ha ideado distintos métodos de detección, clasificándose en detección directa, detección indirecta y a través de aceleradores de partículas. La mayoría de estos detectores analizan a dos candidatos

¹Esta violación podría explicar el por qué existe más materia que antimateria.

CAPÍTULO 2. LA MATERIA

2.3. DETECCIÓN DE LA MATERIA OSCURA

de materia oscura, los Axiones y los WIMPs.

Los experimentos de detección directa buscan débiles señales producida por la dispersión entre un WIMP y un núcleo atómico, principalmente de Argón, Germanio y Xenón [12]. Estos experimentos deben tener un ruido de fondo muy bajo de radiactividad, por lo que son construidos a grandes profundidades [3]. La figura 2.3 ilustra los límites de la sección eficaz de los WIMPs encontrados por los principales experimentos de detección directa, normalizado a la dispersión a un solo nucleón para acoplamientos independientes del espín, como función de la masa de los WIMPs [12]. Los experimentos DAMA/LIBRA y CDMS-Si muestran áreas cerradas que son regiones de interés a partir de señales de posibles eventos.

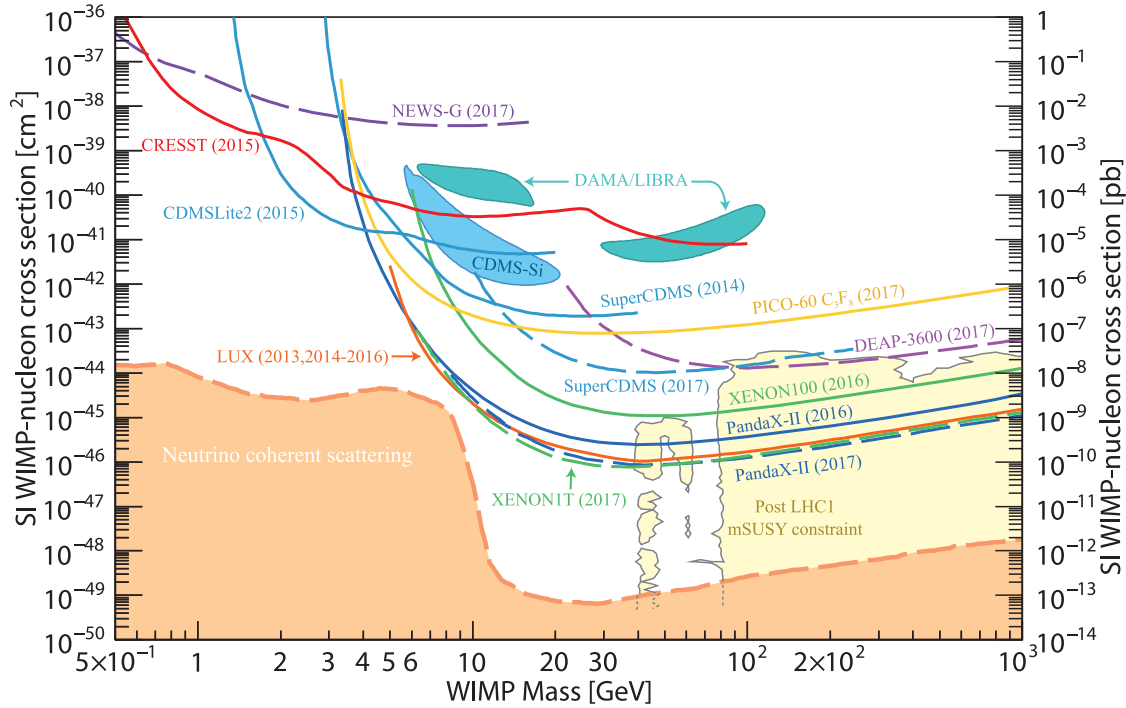


Figura 2.3: Sección Eficaz versus masa de los WIMP.

En la tabla 2.1 se muestra los valores de la sección eficaz y la masa de los WIMPs, arrojados por los mejores experimentos de detección directa. Las masas de los WIMPs se analizan en dos rangos, en uno con valores menores a 10 GeV y otro con valores mayores a los 10 GeV. Esta tabla fue obtenida de [12].

Los experimentos de detección indirecta observan si hay un número mayor de partículas, tales como los neutrinos, rayos gamas, antiprotones y positrones sobre el fondo astrofísico, que son el resultado de la aniquilación de partículas de materia oscura [3]. Estos experimentos son los detectores de neutrinos como SuperKamio-kande [13], ANTARES [14] o IceCube [15], los telescopios de radiación Cherenkov

CAPÍTULO 2. LA MATERIA
2.3. DETECCIÓN DE LA MATERIA OSCURA

como MAGIC [16] o HESS [17], y los experimentos de antiprotones y positrones como HEAT, PAMELA, BESS o CAPRICE [11].

Experimento	Sección Eficaz [pb]	Masas WIMPS [GeV]	Referencia
Gran masa (>10 GeV)			
Xenon1t	7.7×10^{-11}	35	[18]
PANDAX II	8.6×10^{-11}	40	[19]
LUX	1.1×10^{-10}	50	[20]
SuperCDMS	1.0×10^{-8}	46	[21]
DEAP	1.2×10^{-8}	100	[22]
Masas bajas (<10 GeV)			
LUX	2×10^{-9}	10	[20]
Xeno1t	2×10^{-9}	10	[18]
PANDAX II	2×10^{-9}	10	[19]
PICO60	2×10^{-7}	10	[23]
SuperCDMS	3×10^{-5}	3	[21]
CRESST	1×10^{-2}	1	[24]
NEWS-G	6×10^{-2}	1	[25]

Tabla 2.1: Resultados de los experimentos actuales de detección directa de WIMPs.

El último método de detección de partículas de materia oscura son los aceleradores de partículas como en los experimentos ATLAS [26] y CMS [27] del LHC, que observa como emergen partículas nuevas de materia oscura, producto de colisiones de protones a altas energías. Se puede inferir la existencia de partículas de materia oscura a partir de la cantidad de energía y momento que se llevaría la partícula de materia oscura.

Capítulo 3

Modelo de Dos Dobletes de Higgs más Singlete

En el presente trabajo, para el análisis de la interacción entre materia oscura y materia ordinaria se utiliza un proceso con una corriente neutra cambiante de sabor a nivel árbol, por lo cual no se puede utilizar al Modelo Estándar, dado que las corrientes neutras cambiantes de sabor no están permitidas en este modelo. El siguiente modelo que ya contempla los cambios de sabor es el 2HDM, pero este no tiene una partícula candidata a materia oscura. Por este se utiliza un modelo que es extensión al 2HDM tipo III, que consiste en añadir un singlete escalar real S en el sector escalar de 2HDM.

La interacción entre la materia oscura y la materia ordinaria no será directa, sino a través de algunos de los bosones de Higgs introducidos en el 2HDM, por lo que en este capítulo se hace un pequeño análisis al sector de Yukawa, en especial a las corrientes neutras que cambian de sabor a nivel árbol, y el sector escalar.

3.1. Modelo de dos dobletes de Higgs

Dado que se usa una extensión al 2HDM para estudiar a la materia oscura, es importante hablar de este modelo. Los dobletes de este modelo tienen la forma [7, 8]:

$$\Phi_a = \begin{pmatrix} \varphi_a^+ \\ \frac{v_a + \rho_a + i\eta_a}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad a = 1, 2 \quad (3.1)$$

Los dobletes tienen valores de expectación en el vacío $\langle \Phi_a \rangle = v_a/\sqrt{2}$ que satisfacen $v_1^2 + v_2^2 = v^2$, donde $v = 246$ GeV.

CAPÍTULO 3. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS MÁS SINGLETE

3.1. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS

El lagrangiano que explicaría las interacciones en este modelo puede escribirse como

$$\mathcal{L}_{2HDM} = \mathcal{L}'_{\Phi} + \mathcal{L}'_Y + \mathcal{L}'_{SM} \quad (3.2)$$

donde \mathcal{L}'_{SM} describe las interacciones entre los bosones y los fermiones en el Modelo Estándar, \mathcal{L}'_Y describe las interacciones de Yukawa de los fermiones con los campos de Higgs, y \mathcal{L}'_{Φ} es el sector escalar.

No existe un solo tipo de 2HDM, la distinción entre estos tipos de modelos depende de cómo actúan los dobletes Φ_1 y Φ_2 con cada tipo de fermión en el sector de Yukawa \mathcal{L}'_Y [7, 8], como se muestra en la tabla 3.1.

Modelo	quarks tipo u	quarks tipo d	leptones cargados
Tipo I	Φ_2	Φ_2	Φ_2
Tipo II	Φ_2	Φ_1	Φ_1
Tipo X ó <i>Lepton-specific</i>	Φ_2	Φ_2	Φ_1
Tipo Y ó <i>Flipped</i>	Φ_2	Φ_1	Φ_2
Tipo III	Φ_1, Φ_2	Φ_1, Φ_2	Φ_1, Φ_2

Tabla 3.1: Distintos tipos del 2HDM.

Por lo tanto, el lagrangiano de Yukawa del Modelo Estándar \mathcal{L}_{YW} mostrado en (2.5), cambiará su forma dependiendo del tipo del 2HDM, siendo el tipo III el más general.

El otro término que se verá modificado con la inclusión de un segundo doblete de Higgs es el sector escalar \mathcal{L}_{Φ} del Modelo Estándar (2.3), resultado un nuevo lagrangiano para el sector escalar \mathcal{L}'_{Φ} que está dado por:

$$\mathcal{L}'_{\Phi} = \sum_{a=1}^2 (D_{\mu}\Phi_a)^{\dagger} (D^{\mu}\Phi_a) - V_H(\Phi_1, \Phi_2) \quad (3.3)$$

El potencial $V_H(\Phi_1, \Phi_2)$ para los dobletes Φ_1 y Φ_2 está dado por [7, 8]:

$$\begin{aligned} V_H = & m_{11}^2 \Phi_1^{\dagger} \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^{\dagger} \Phi_2 + m_{12}^2 \left(\Phi_1^{\dagger} \Phi_2 + \Phi_2^{\dagger} \Phi_1 \right) + \frac{\lambda_1}{2} \left(\Phi_1^{\dagger} \Phi_1 \right)^2 \\ & + \frac{\lambda_2}{2} \left(\Phi_2^{\dagger} \Phi_2 \right)^2 + \lambda_3 \left(\Phi_1^{\dagger} \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^{\dagger} \Phi_2 \right) + \lambda_4 \left(\Phi_1^{\dagger} \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^{\dagger} \Phi_1 \right) \\ & + \left[\frac{\lambda_5}{2} \left(\Phi_1^{\dagger} \Phi_2 \right)^2 + \lambda_6 \left(\Phi_1^{\dagger} \Phi_1 \right) \left(\Phi_1^{\dagger} \Phi_2 \right) + \lambda_7 \left(\Phi_2^{\dagger} \Phi_2 \right) \left(\Phi_1^{\dagger} \Phi_2 \right) + h.c. \right] \end{aligned} \quad (3.4)$$

Estos dobletes Φ_1 y Φ_2 no representan partículas físicas, sin embargo, los eigenestados de masas de estos campos son las partículas físicas. La relación entre estos dobletes y las partículas físicas está dada por las siguientes expresiones:

CAPÍTULO 3. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS MÁ S SINGLETE

3.1. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} G_W^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \beta & \text{sen } \beta \\ \text{sen } \beta & -\cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1^\pm \\ \varphi_2^\pm \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} G_Z \\ A \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \beta & \text{sen } \beta \\ \text{sen } \beta & -\cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \alpha & \text{sen } \alpha \\ \text{sen } \alpha & -\cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

donde $\tan \beta = v_2/v_1$ y α es el ángulo de mezcla del sector neutral del Higgs.

El 2HDM incorpora nuevos bosones Higgs, tres de ellos serán los que les proporcionan a través del rompimiento espontáneo de la simetría la masa a los bosones W^\pm y Z , quedando como remanentes cinco bosones de Higgs físicos. Estos son tres neutros: el Higgs ligero h , el Higgs pesado H y el pseudo-escalar A ; y dos cargados H^+ y H^- .

A continuación se analizara el tipo más general, el Modelo Dos Dobletes de Higgs tipo III, en especial a las corrientes neutras que cambian de sabor (FCNC, por sus siglas en inglés) a nivel árbol que tiene como rasgo este modelo.

3.1.1. El 2HDM tipo III con FCNC a nivel de árbol

El lagrangiano del sector de Yukawa de 2HDM tipo III tiene la siguiente forma [7, 8].

$$\mathcal{L}'_Y = - \sum_{a=1}^2 \bar{Q}_{iL} \left(Y_{aij}^d \Phi_a d_{jR} + Y_{aij}^u \tilde{\Phi}_a u_{jR} \right) + \bar{L}_{iL} Y_{aij}^l \Phi_a e_{jR} + hc \tag{3.6}$$

donde $\bar{Q}_L = (\bar{u}_L, \bar{d}_L)$ y $L_L = (e_L, \nu_L)$, siendo u, d, e y ν singletes en la base de interacciones. Definimos a $\tilde{\Phi}_a = i\sigma_2 \Phi_a^*$ donde σ_2 es la matriz de Pauli. $Y_{1,2}^{u,d,l}$ son las matrices de Yukawa. Usando la expresiones (3.5) con $v_1 = v \cos \beta$ y $v_2 = v \text{sen } \beta$, se puede escribir el sector de los quarks del Lagrangiano de Yukawa en término de los Higgs físicos de la siguiente manera

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_Y^{H-q} &= -\frac{1}{v} \bar{u}_{iL} (v_2 Y_{1ij}^d - v_1 Y_{2ij}^d) H^+ d_{jR} - \frac{1}{v} \bar{d}_{iL} (v_2 Y_{1ij}^u - v_1 Y_{2ij}^u) H^- u_{jR} \\
 &- \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{d}_{iL} (v_1 Y_{1ij}^d + v_2 Y_{2ij}^d) d_{jR} - \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{u}_{iL} (v_1 Y_{1ij}^u + v_2 Y_{2ij}^u) u_{jR} \\
 &- \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{d}_{iL} (\cos \alpha Y_{1ij}^d + \text{sen } \alpha Y_{2ij}^d) H d_{jR} - \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{u}_{iL} (\cos \alpha Y_{1ij}^u + \text{sen } \alpha Y_{2ij}^u) H u_{jR} \\
 &- \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{d}_{iL} (\text{sen } \alpha Y_{1ij}^d - \cos \alpha Y_{2ij}^d) h d_{jR} - \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{u}_{iL} (\text{sen } \alpha Y_{1ij}^u - \text{sen } \alpha Y_{2ij}^u) h u_{jR} \\
 &- \frac{i}{\sqrt{2}v} \bar{d}_{iL} (v_2 Y_{1ij}^d - v_1 Y_{2ij}^d) A d_{jR} - \frac{1}{\sqrt{2}v} \bar{u}_{iL} (v_2 Y_{1ij}^u - v_1 Y_{2ij}^u) A u_{jR}
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

CAPÍTULO 3. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS MÁS SINGLETE

3.1. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS

La matriz de masa para los quark tipo d y tipo u son:

$$M_d = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_1 Y_1^d + v_2 Y_2^d), \quad M_u = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_1 Y_1^u + v_2 Y_2^u) \quad (3.8)$$

Estas matrices diagonalizada tienen la forma

$$D_u = \text{diag}(m_u, m_c, m_t) = U_{uL}^\dagger M_u U_{uR}$$

$$D_d = \text{diag}(m_d, m_s, m_b) = V_{dL}^\dagger M_d V_{dR} \quad (3.9)$$

Definiendo

$$\tilde{Y}_a^u = U_{uL}^\dagger Y_a^u U_{uR}, \quad \tilde{Y}_a^d = V_{dL}^\dagger Y_a^d V_{dR}$$

se escribe a \tilde{Y}_{1ij}^d y \tilde{Y}_{1ij}^u de la siguiente forma:

$$\tilde{Y}_{1ij}^u = \frac{1}{v_1} \left(\sqrt{2} D_u - v_2 \tilde{Y}_{2ij}^u \right), \quad \tilde{Y}_{1ij}^d = \frac{1}{v_1} \left(\sqrt{2} D_d - v_2 \tilde{Y}_{2ij}^d \right) \quad (3.10)$$

Con estas expresiones se escribe al lagrangiano (3.7) en términos de funciones trigonométricas de α y β , de la siguiente forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^{H-q} &= -\frac{\sqrt{2}}{v} \tan \beta \left(\bar{u}_{iL} D_d H^+ d_{jR} + \bar{d}_{iL} D_u H^- u_{jR} \right) + \frac{1}{\cos \beta} \left(\bar{u}_{iL} \tilde{Y}_{2ij}^d H^+ d_{jR} + \bar{d}_{iL} \tilde{Y}_{2ij}^u H^- u_{jR} \right) \\ &- \bar{d}_{iL} D_d d_{jR} - \frac{1}{v \cos \beta} \bar{d}_{iL} D_d d_{jR} (H \cos \alpha + h \sin \alpha - iA \sin \beta) \\ &- \bar{u}_{iL} D_u u_{jR} - \frac{1}{v \cos \beta} \bar{u}_{iL} D_u u_{jR} (H \cos \alpha + h \sin \alpha + iA \sin \beta) + \mathcal{L}_{FCNC}^{quark} \end{aligned}$$

donde $\mathcal{L}_{FCNC}^{quark}$ es el Lagrangiano de las corrientes que cambian de sabor para los quark, teniendo la siguiente forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{FCNC}^{quark} &= -\frac{1}{\sqrt{2} \cos \beta} \bar{d}_{iL} \tilde{Y}_{2ij}^d d_{jR} [\sin(\alpha - \beta)H - \cos(\alpha - \beta)h - iA] \\ &- \frac{1}{\sqrt{2} \cos \beta} \bar{u}_{iL} \tilde{Y}_{2ij}^u u_{jR} [\sin(\alpha - \beta)H - \cos(\alpha - \beta)h + iA] \quad (3.11) \end{aligned}$$

Se observa que los cambios de sabor ocurren en las interacciones con los bosones de Higgs del tipo h , H o A . Podemos expresar los acoplamiento de Yukawa, introduciendo las matrices $\tilde{\chi}^q$ [28, 29] de la forma

$$\tilde{Y}_{2ij}^q = \frac{\sqrt{m_i^q m_j^q}}{v} \tilde{\chi}_{ij}^q \quad (3.12)$$

donde es un *Cheng-Sher ansatz*.

CAPÍTULO 3. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS MÁS
SINGLETE
3.2. SECTOR ESCALAR

3.2. Sector Escalar

En este trabajo se utilizará una extensión al 2HDM tipo III mediante la adición de un singlete escalar real S candidato a materia oscura [30], dando un modelo que introduce los fermiones y bosones del Modelo Estándar, los cinco nuevos bosones de Higgs del 2HDM y la materia oscura representada por S , siendo representadas estas partículas en la figura 3.1.

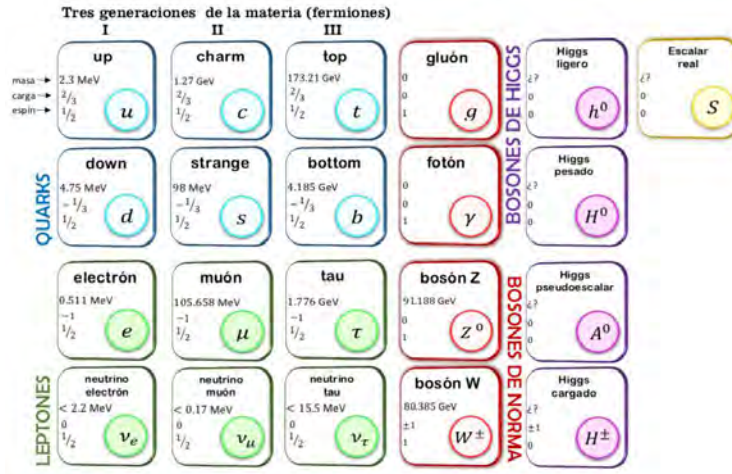


Figura 3.1: Partículas del modelo de dos dobletes de Higgs.

La construcción de este modelo se realiza a partir de la modificación del potencial de los dos dobletes de Higgs (3.4) al introducir los términos del escalar S bajo una simetría \mathbb{Z}_2 bajo la cual S es invariante ante la transformación $S \rightarrow -S$, resultando un nuevo potencial de la siguiente forma [30, 31].

$$V(\Phi_1, \Phi_2, S) = V_H(\Phi_1, \Phi_2) + \frac{1}{2}m_0^2 S^2 + \frac{1}{4!}\lambda_S S^4 + \kappa_1 S^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \kappa_2 S^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \quad (3.13)$$

En términos de los eigenestados de masas, la parte del Lagrangiano de interacción dependiente de S y de los Higgs físicos tiene la forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_S = & \frac{1}{2}m_S^2 S^2 + \lambda_h v h S^2 + \lambda_H v H S^2 \\ & + S^2 (\lambda_{hh} h h + \lambda_{HH} H H + \lambda_{hH} h H + \lambda_{AA} A A + \lambda_{H^\pm} H^+ H^-) \end{aligned} \quad (3.14)$$

donde la masa de la partícula física S y los acoplamientos entre dos S y un Higgs

**CAPÍTULO 3. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS MÁS
SINGLETE**
3.2. SECTOR ESCALAR

son [31]:

$$\begin{aligned}
 m_S^2 &= m_0^2 + v^2(\kappa_1 \cos^2 \beta + \kappa_2 \sin^2 \beta) \\
 \lambda_h &= \kappa_1 \sin \alpha \cos \beta + \kappa_2 \cos \alpha \sin \beta \\
 \lambda_H &= \kappa_1 \cos \alpha \cos \beta - \kappa_2 \sin \alpha \sin \beta.
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

Los acoplamientos entre dos partículas S y dos bosones de Higgs son:

$$\begin{aligned}
 \lambda_{AA} = \frac{1}{2}\lambda_{H^\pm} &= \frac{1}{2}(\kappa_1 \sin^2 \beta + \kappa_2 \cos^2 \beta) & \lambda_{hH} &= \frac{1}{2}(\kappa_1 - \kappa_2) \sin 2\alpha \\
 \lambda_{hh} &= \frac{1}{2}(\kappa_1 \sin^2 \alpha + \kappa_2 \cos^2 \alpha), & \lambda_{HH} &= \frac{1}{2}(\kappa_1 \cos^2 \alpha + \kappa_2 \sin^2 \alpha)
 \end{aligned} \tag{3.16}$$

Las expresiones (3.11) y (3.15) generan un modelo llamado 2HDM portal [30] en el que interacciones entre la materia ordinaria y la materia oscura a través de un Higgs.

A pesar de tantos intentos, aun no se ha podido detectar alguna partícula de materia oscura, por lo cual en este trabajo se busca analizar la viabilidad de realizar un experimento de detección de materia oscura a partir de la interacción de esta con kaones.

Capítulo 4

Canal $K^+ \longrightarrow \pi^+$ y el detector Trek

Existen distintos experimentos para detectar materia oscura, sin embargo aún no se ha encontrado, por lo cual a partir de este capítulo se hablará a más detalle del proceso elegido para analizar la interacción entre la materia ordinaria y la materia oscura.

a forma distinta a la que se utiliza tradicionalmente, es decir, no se utilizará átomos como blancos fijos para producir señales producidas por la dispersión.

Para este análisis se utilizará un método de detección directa de materia oscura, en el que se tendrá un kaón con un momento mayor a cero, el cual interactuará con la partícula de materia oscura. Esta interacción producirá una corriente neutra cambiante de sabor a nivel árbol, provocando que el kaón se transforme en un pión, el cual posteriormente decae a un muón (y un neutrino), el cual podrá ser detectado.

En este trabajo se utilizarán kaones como las partículas iniciales, pero no hay nada que nos impida pensar en utilizar otro tipo de partícula. Por lo cual en la siguiente sección se hará una breve explicación del por qué se eligió la transición del kaón al pión.

También se hablará de un detector ubicado en Japón, que dado a su diseño podría ser utilizado como un detector de materia oscura, o por lo menos sentar las bases para la posible creación de un nuevo detector.

4.1. El canal $K^+ \longrightarrow \pi^+$

La información sobre la violación de sabor está contenida en el lagrangiano (3.11). Se puede observar que los procesos que cambian de sabor se puede entender como interacciones de dos quarks del mismo tipo, ya sea tipo u o tipo d , con alguno de los Higgs neutros. En la naturaleza no se encuentran quarks de forma libre, solo se encuentran formando hadrones, por lo que la "transformación" debida a la interacción con la materia oscura de la partícula incidente,

CAPÍTULO 4. CANAL $K^+ \rightarrow \pi^+$ Y EL DETECTOR TREK

4.1. EL CANAL $K^+ \rightarrow \pi^+$

se puede entender como si la partícula de materia oscura interaccionara con un solo quark que compone al hadrón, y que los demás quarks no sufren cambio alguno.

Con esta premisa, se puede tener las siguientes transformaciones entre distintos pares de quarks:

$$\begin{pmatrix} u \\ b \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} u \\ s \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$$
$$\begin{pmatrix} c \\ b \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix}$$

En este diagramas se ilustra cómo serían las transformaciones en los quarks tipo d , siendo los quarks tipo u los que no sufran cambio alguno. Con esta misma idea se puede hacer un análisis análogo para el caso donde los quarks tipo u son los que sufren la transformación.

$$\begin{pmatrix} d \\ c \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} d \\ u \end{pmatrix}$$
$$\begin{pmatrix} s \\ c \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} s \\ u \end{pmatrix}$$
$$\begin{pmatrix} b \\ c \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} b \\ u \end{pmatrix}$$

Para que tengan sentido físico los diagramas anteriores, se debe saber a que mesones corresponden cada par de quarks. Al revisar los decaimientos de estos mesones, se puede observar que no es posible la mayoría de las combinaciones mostrada en los anteriores diagramas.

Los decaimientos del mesón $B_c^+ = c\bar{b}$ en su mayoría solo han sido vistos, y no se tiene un valor para su anchura de decaimiento. El mesón $D_s^\pm \sim cs$ en algunas ocasiones decae en un par de partículas, de las cuales una está completamente determinada, pero la segunda puede ser cualquier otra partícula (por ejemplo, en [12] muestra que se tiene el decaimiento $D_s^\pm \rightarrow \pi^+ + \chi$, donde χ podría ser cualquier partícula del Modelo Estándar). El mesón $D^\pm \sim cd$ tiene el mismo problema que el anterior. El mesón $B^\pm \sim ub$ tiene decaimientos de la forma ν_l , pero no se sabe con exactitud a que leptón y neutrino se refiere [12].

Finalmente [12] nos muestra que los decaimientos de los mesones K y π , son los que están bien determinados y medidos. Por esta razón se toma la siguiente transición para estudiar la interacción de materia oscura con mesones:

$$K = \begin{pmatrix} u \\ s \end{pmatrix} \rightarrow \pi = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$$

En el caso de los bariones, al estar compuestos por tres quarks (o tres anti-quarks) resultan en su mayoría más pesados e inestables que los mesones, en consecuencia la mayoría de los decaimientos de los bariones no están determinados con exactitud, es decir, sus decaimientos solo se han visto pero no se han medido, o no se sabe en qué partículas decae de forma precisa. Sólo los bariones mostrados en las siguientes transiciones tienen decaimientos medidos con una buena precisión, por lo cual alguna de estas transiciones puede ser utilizada para el propósito mostrado en este trabajo

$$\Sigma^+ = \begin{pmatrix} u \\ u \\ s \end{pmatrix} \rightarrow p = \begin{pmatrix} u \\ u \\ d \end{pmatrix}$$

$$\Omega^- = \begin{pmatrix} s \\ s \\ s \end{pmatrix} \rightarrow \Xi^- = \begin{pmatrix} s \\ s \\ d \end{pmatrix}$$

$$\Xi^- = \begin{pmatrix} s \\ d \\ s \end{pmatrix} \rightarrow \Sigma^- = \begin{pmatrix} s \\ d \\ d \end{pmatrix}$$

En principio cualquiera de las transiciones entre hadrones mostradas puede ser utilizadas para analizar la posibilidad de detectar materia oscura, pero se ha elegido la transición de kaón a pión debido a que existe un detector, cuyo diseño puede ser utilizado para idear un detector distinto a los utilizados en la actualidad, para detectar materia oscura de manera directa. En la siguiente sección se hablará con más detalle sobre este detector.

4.2. Detector Trek

Los principales motivos porque se piensa que el detector Trek puede ser utilizado para detectar materia oscura es que este detector trabaja con haces de kaones positivos, y es capaz de distinguir entre los distintos decaimientos del kaón a través de la distinción de la presencia de fotones, del conteo del número de muones y de la medición del momento de estos muones.

Los principales experimentos realizados con este detector son el E06, encargado de buscar la violación T en el decaimiento $K_{\mu 3}$ [32]; y el experimento E36 que busca la violación de sabor leptónico en $\Gamma(K_{e2})/\Gamma(K_{\mu 2})$ [33].

CAPÍTULO 4. CANAL $K^+ \rightarrow \pi^+$ Y EL DETECTOR TREK
4.2. DETECTOR TREK

El detector Trek está compuesto por un magneto toroidal superconductor, un objetivo para detener el kaón, un calorímetro electromagnético de CsI(Tl), un sistema de seguimiento de partículas cargadas, que identifican los decaimientos de K un polarímetro para el muón [1]. Este detector tiene la posibilidad de distinguir los distintos tipos de decaimientos de kaón, los más comunes se muestran en la tabla 4.1, obtenida en [12]. Se puede observar el diseño de este detector en la imagen 4.1.

Decaimientos de K^+	Fracción (Γ_i/Γ) %
$e^+\nu_e$	$(1.582 \pm 0.007) \times 10^{-5}$
$\mu^+\nu_\mu$	(63.56 ± 0.11)
$\pi^0 e^+\nu_e$ (Ke3)	(5.07 ± 0.04)
$\pi^0 \mu^+\nu_\mu$ (Kmu3)	(3.352 ± 0.033)
$\pi^+\pi^0$	(20.67 ± 0.08)

Tabla 4.1: Principales anchuras de decaimiento del Kaón.

El detector Trek emplea un haz de K^+ con un momento de 800 GeV [1], que se detiene en un objetivo de fibra que es sensible a la posición. Estas fibras son centelleantes, por lo que se puede determinar un vértice de decaimiento a partir de la distribución del depósito de energía y el seguimiento de los muones, que también decaen.

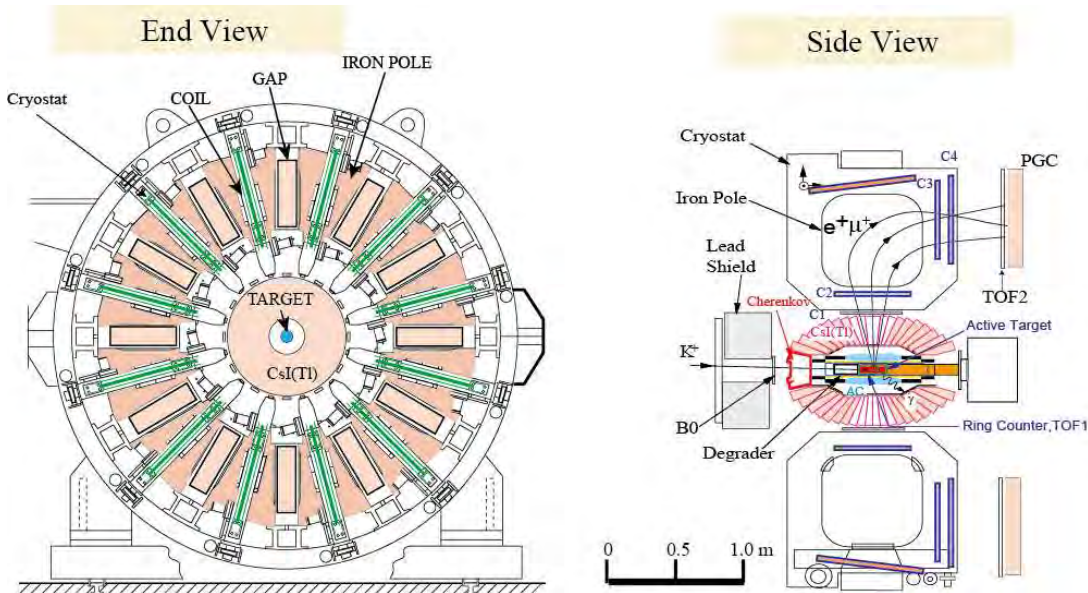


Figura 4.1: Diagrama del Detector Trek [1].

Como se observa en la tabla 4.1, existen decaimientos donde está presente un π^0 , que se descompone en dos fotones con una probabilidad de (98.823 ± 0.034) % [12].

CAPÍTULO 4. CANAL $K^+ \rightarrow \pi^+$ Y EL DETECTOR TREK
4.2. DETECTOR TREK

Estos fotones son detectados por el calorímetro de CsI(Tl).

También para poder identificar entre los distintos decaimientos, el detector es capaz de medir el momento de los μ^+ y los e^+ utilizando un espectrómetro [1]. Las partículas cargadas son enviadas a un detector GEM (siglas en inglés de Gas Electrón Multiplier) y posteriormente a tres cámaras MWPC (de sus siglas en inglés Multi Wire Proportional Chambers). La discriminación entre las partículas μ^+ y e^+ se hace a partir de un contador de Cherenkov en aerogel y un contador de Cherenkov de vidrio de plomo y midiendo el tiempo de vuelo entre dos contadores de centelleo [1]. La configuración de este sistema de rastreo de las partículas cargadas se muestra en la imagen 4.2.

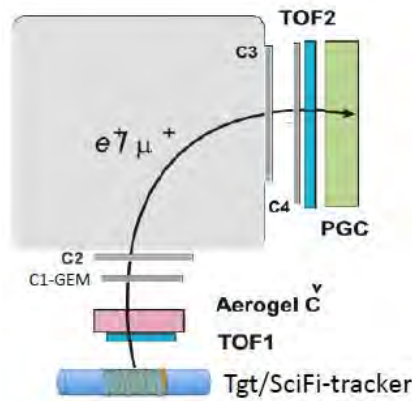


Figura 4.2: Diagrama del sistema de rastreo [1].

La posibilidad de distinguir entre los distintos decaimientos del kaón a través de la medición de los momentos de μ^+ y e^+ , puede ser de gran utilidad para detectar alguna interacción que hubiese entre una partícula de materia oscura y el kaón. Como ya se ha mencionado, el resultado de dicha interacción es la transformación del kaón a un pión, pero este pión casi en su 100 % va a decaer en $\mu^+\nu_\mu$ [12], como se muestra en la tabla 4.2.

Decaimientos de π^+	Fracción (Γ_i/Γ) %
$\mu^+\nu_\mu$	(99.98770 ± 0.00004)
$e^+\nu_e\gamma$	$(7.39 \pm 0.05) \times 10^{-7}$

Tabla 4.2: Principales anchuras de decaimiento del Pión.

Con ayuda de este detector se podría medir el momento de muón resultante del decaimiento del pión, y así poder diferenciar si el kaón interacciona con materia oscura, o no lo hizo. En la figura 4.3 se ilustra que en el detector Trek se elimina

CAPÍTULO 4. CANAL $K^+ \rightarrow \pi^+$ Y EL DETECTOR TREK

4.2. DETECTOR TREK

señal de fondo de los decaimientos $K_{\mu 3}$ y $K_{e 3}$, para poder analizar a los decaimientos $K_{\mu 2}$ y $K_{e 2}$.

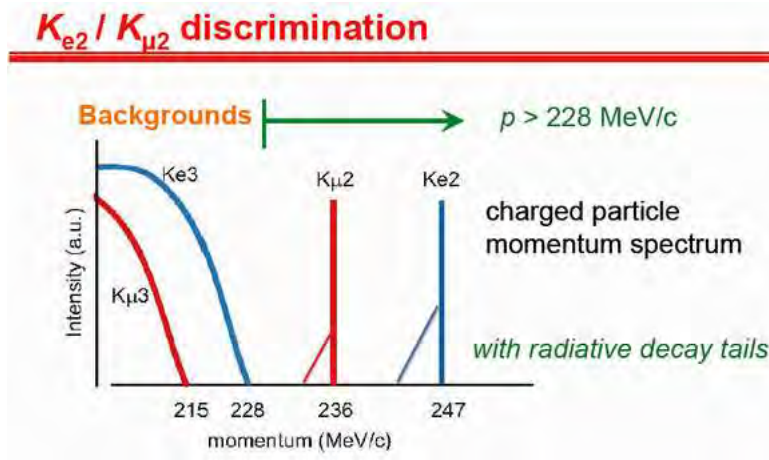


Figura 4.3: Representación pictórica de las mediciones de los momentos de μ^+ [1].

En resumen, usando este detector se podría tener una interacción de la materia oscura con el kaón antes de ser detenido por el objetivo centelleante. Debido a esta interacción, el kaón decae en un pión, luego este pión es detenido por el objeto centelleante, y es forzado a decaer, casi en un 100 % en un muón positivo y un neutrino del muón. El neutrino no podrá ser detectado, pero al muón se le puede medir su momento. Debido a la cinemática del proceso, se puede distinguir si el muón proviene directamente del decaimiento kaón, o a través del pión. Este último punto es abordado en el siguiente capítulo.

Capítulo 5

Interacción de escalar S con el kaón

Para poder analizar la interacción de la Materia Oscura con la materia bariónica se ha elegido el proceso físico donde tenemos un kaón incidente que va a interactuar con una partícula de materia oscura S mediante un Higgs. Dicha interacción dará como resultado la transformación del kaón incidente a un pión. Este proceso se muestra de forma ilustrativa por medio de la figura 5.1.

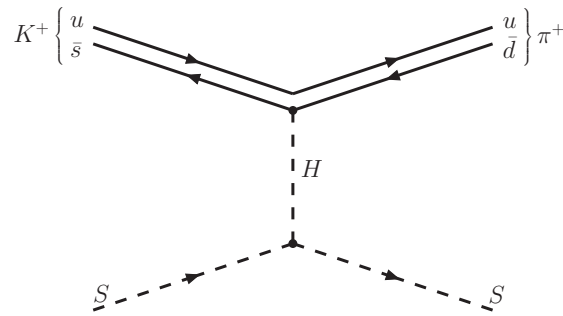


Figura 5.1: Diagrama del proceso a estudiar.

5.1. Diagramas de Feynman

Sabemos que el kaón es un mesón formado por un quark u y un antiquark s , y el pión esta formado por un quark u y un antiquark d . Con ayuda de la figura 5.1 se puede realizar una aproximación, la cual consiste en que el quark u no tiene interacción alguna con el Higgs Pesado, sólo el antiquark s interacciona con la partícula de materia oscura S , produciendo que sea el antiquark s el que se transforme en un antiquark d .

Se debe construir un lagrangiano de interacción para poder realizar el análisis de proceso anteriormente descrito, por lo cual se toma el sector de los quark tipo d del lagrangiano (3.11), y el sector del lagrangiano (3.14) en el que tiene a sólo un Higgs

CAPÍTULO 5. INTERACCIÓN DE ESCALAR S CON EL KAÓN

5.1. DIAGRAMAS DE FEYNMAN

ligero h o un Higgs pesado H para generar este nuevo lagrangiano, que está dado por la siguiente expresión:

$$\mathcal{L} = \lambda_h v h S^2 + \lambda_H v H S^2 - \frac{1}{\sqrt{2} \cos \beta} \bar{d}_{iL} \tilde{Y}_{2ij}^d d_R [\sin(\alpha - \beta) H + \cos(\alpha - \beta) h] \quad (5.1)$$

Dado que las FCNC a nivel árbol en el Modelo Estándar no están contempladas, tomamos el límite $\cos(\alpha - \beta) = 0$, con lo cual, h coincide con el Higgs del Modelo Estándar, como se puede ver en su expresión dada de la siguiente forma [8].

$$\begin{aligned} H^{SM} &= \rho_1 \cos \beta + \rho_2 \sin \beta \\ &= h \sin(\alpha - \beta) + H \cos(\alpha - \beta). \end{aligned} \quad (5.2)$$

Al tomar este límite se puede observar que el cambio de sabor no se puede dar a través del Higgs del Modelo Estándar, sólo se da por medio del Higgs pesado H . Por lo tanto, el lagrangiano a utilizar es

$$\mathcal{L}_I = \lambda_H v H S^2 - g_H \bar{d}_L H s_R \quad (5.3)$$

donde

$$\lambda_H = \frac{\tan \beta}{1 + \tan^2 \beta} (\kappa_1 - \kappa_2) \quad g_H = \sqrt{\frac{1 + \tan^2 \beta}{2}} \tilde{Y}_{212}^d \quad (5.4)$$

Para conservar la jerarquía de las interacciones que cambian el sabor a nivel árbol, se toma la aproximación $\tilde{\chi}^q \sim 1$, por lo tanto, de la ecuación (3.12), tenemos que

$$\tilde{Y}_{212}^d = \frac{\sqrt{m_d m_s}}{v} \quad (5.5)$$

Con estos resultados se puede obtener las siguientes reglas de Feynman:

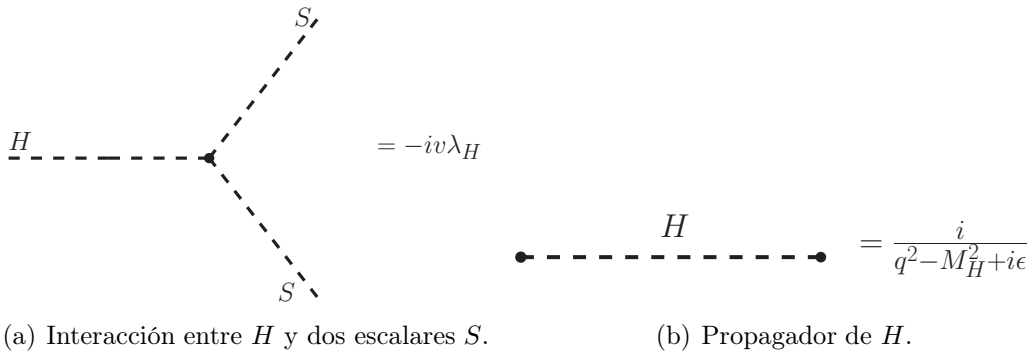


Figura 5.2: Reglas de Feynman.

Con estos diagramas de Feynman podremos calcular la sección eficaz, esto se realiza en la siguiente sección.

5.2. Sección eficaz

Para los cálculos de este proceso, se utilizará la expresión de la sección eficaz parcial en el centro de masas [6]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 E_{CM}^2} \frac{|\vec{p}_\pi|}{|\vec{p}_K|} |\mathcal{M}|^2 \quad (5.6)$$

donde

$$E_{CM} = E_K + E_1 = E_\pi + E_2. \quad (5.7)$$

siendo E_K la energía del kaón incidente, E_1 la energía de la partícula de materia oscura incidente, E_π es la energía del pión resultante de la interacción, y E_2 la energía de la partícula de materia oscura saliente.

Utilizando las reglas de Feynman mostradas en las figuras 5.2 para el vértice entre el Higgs pesado H y los dos escalares S , y para el propagador del Higgs pesado H , se calcula la amplitud para el proceso $K^+ S \rightarrow \pi^+ S$

$$\mathcal{M} = (-iv\lambda_H) \frac{i}{q^2 - M_H^2 + i\epsilon} (ig_H \langle \pi^+ | \bar{d}_{LSR} | K^+ \rangle) \quad (5.8)$$

donde $q = p_K - p_\pi$ es el momento de transferencia. De forma similar a los cálculos realizados por [34], podemos expresar los elementos de la matriz hadrónica del vector de corriente en términos de dos factores de forma

$$\langle \pi^+ | \bar{d}_{LSR} | K^+ \rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}(m_s - m_d)} [(m_K^2 - m_\pi^2)f_+(q^2) + q^2 f_-(q^2)] \quad (5.9)$$

Usando las condiciones de normalización $f_+(0) = 1$ y $f_-(0) = 0$, tenemos que

$$\langle \pi^+ | \bar{d}_{LSR} | K^+ \rangle = \frac{m_K^2 - m_\pi^2}{\sqrt{2}(m_s - m_d)} \quad (5.10)$$

De tal manera, que la amplitud puede escribirse de la forma

$$\mathcal{M} = \frac{i\lambda_H g_H (m_K^2 - m_\pi^2)}{2\sqrt{2}(m_s - m_d)(q^2 - M_H^2 + i\epsilon)} \quad (5.11)$$

Por lo tanto, la sección eficaz diferencial en el centro de masas para el proceso $K^+ S \rightarrow \pi^+ S$ es:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{512\pi E_{CM}^2} \frac{|\vec{p}_\pi|}{|\vec{p}_K|} \frac{|\lambda_H|^2 |g_H|^2 (m_K^2 - m_\pi^2)^2}{(m_s - m_d)^2 (q^2 - M_H^2 + i\epsilon)^2} \quad (5.12)$$

donde la dependencia angular se encuentra en el cuadrado del momento de transferencia $q^2 = m_K^2 + m_\pi^2 - 2E_K E_\pi + 2|\vec{p}_K||\vec{p}_\pi| \cos \theta$. Resolviendo la integral respecto al ángulo sólido, tenemos la sección eficaz total de la siguiente forma

CAPÍTULO 5. INTERACCIÓN DE ESCALAR S CON EL KAÓN
5.3. ANÁLISIS DE LOS PARÁMETROS LIBRES

$$\begin{aligned} \sigma(K^+S \rightarrow \pi^+S) &= \frac{\kappa_S}{256\pi} \frac{m_s m_d (m_K^2 - m_\pi^2)^2}{(m_s - m_d)^2} \frac{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2}}{\left(E_K + \sqrt{E_K^2 - m_K^2} + M_S^2\right)^2 \sqrt{E_K^2 - m_K^2}} \\ &\times \frac{1}{(m_K^2 + m_\pi^2 - M_H^2 - 2E_K E_\pi)^2 - 4(E_K^2 - m_K^2)(E_\pi^2 - m_\pi^2)} \end{aligned} \quad (5.13)$$

donde definimos a κ_S como

$$\kappa_S = \frac{(\kappa_1 - \kappa_2)^2 \tan^2 \beta}{(1 + \tan^2 \beta)} = \lambda_H^2 (1 + \tan^2 \beta)$$

En esta expresión los parámetros m_d , m_s son las masas de los quarks d y s , y m_K , m_π son las masas del kaón, Pión. Para estos parámetros se tomaran los valores dados por el Modelo Estándar, los cuales ya son conocidos. De esta forma nos quedan como parámetros libres la energía del kaón inicial E_k , la masa de la partícula de materia oscura M_S , la masa del Higgs pesado M_H , la constante de acoplamiento κ_S y la energía del Pión saliente E_π .

5.3. Análisis de los parámetros libres

En este capítulo se realiza un análisis de los parámetros libres que tiene la expresión de la sección eficaz del proceso $K^+S \rightarrow \pi^+S$. Como el método de detección de materia oscura que se propone depende del diseño del detector Trek la energía del kaón incidente tiene un valor de $E_k = 800 \text{ MeV}$ [1]. La constante de acoplamiento λ_S se normalizará, por lo cual tendrá valores entre 0 y 1. Como se esta trabajando en el sistemas de centro de masas, la energía del pión saliente E_π esta determinada por la siguiente expresión:

$$E_\pi = \frac{E_{CM}^2 + m_\pi - M_S^2}{2E_{CM}} \quad (5.14)$$

donde $E_{CM} = E_K + \sqrt{E_K^2 - m_K^2} + M_S^2$, debido a que se está trabajando en el sistema del centro de masas.

Con estas condiciones queda la masa de la partícula de materia oscura M_S y la masa del Higgs Pesados M_H como parámetros libres a determinar. Para poder realizar el análisis se usa un programa escrito en el lenguaje de programación C++, en cual se introducen de manera aleatoria valores para los parámetros M_S , M_H y λ_S , de tal forma que se obtengan intervalos de estos valores para tener una sección eficaz óptima.

Como se muestra en la tabla 2.1, los distintos experimentos de detección directa dividen en dos rangos de estudio la masa de la partícula de materia oscura, por lo

CAPÍTULO 5. INTERACCIÓN DE ESCALAR S CON EL KAÓN
5.3. ANÁLISIS DE LOS PARÁMETROS LIBRES

cual se hará el mismo análisis. Como en nuestro modelo el Higgs ligero es el Higgs del Modelo Estándar, se tiene la restricción de que $M_H > 125$ GeV. Para las masas $M_S > 10$ GeV en la tabla 2.1 el valor de medio de la sección eficaz es de $\sigma = 10^{-10}$ pb, por lo que se toma ese valor y se grafica los puntos que son mayores a ese valor de sección eficaz. De esta forma se obtuvieron las gráficas 5.3 y 5.4.

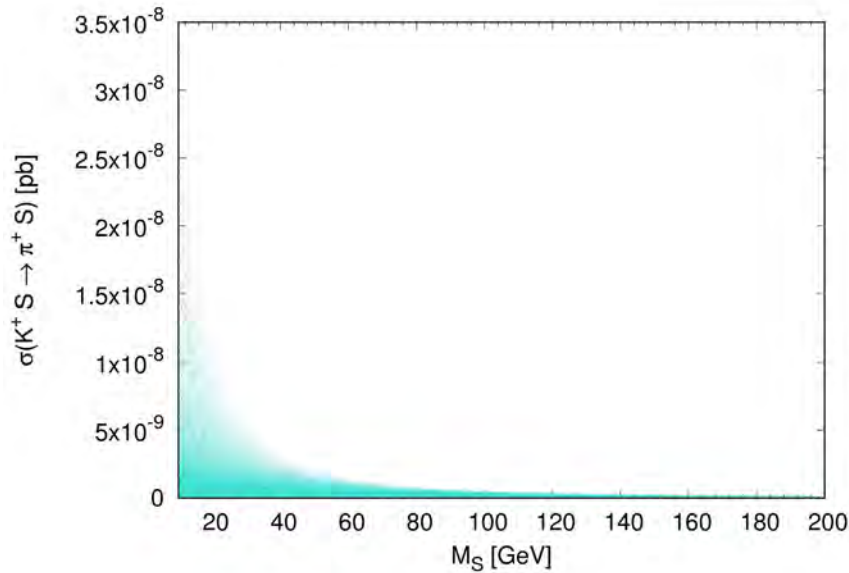


Figura 5.3: Gráfica de los valores que obtendrá M_S .

En las gráficas se muestra que para obtener un valor mayor a $\sigma = 10^{-10}$ pb, la masa de la partícula escalar debe ser menor a los 200 GeV, y la masa del Higgs Pesado debe tener un valor menor a 550 GeV. También en las gráficas se puede observar que el valor de la sección eficaz $\sigma(K^+ S \rightarrow \pi^+ S)$ va decreciendo conforme se incrementa el valor de las masas, por lo que nuestro modelo es más eficiente con valores pequeños de las masas.

Para el rango de $M_S < 10$ GeV, si se analiza la tabla 2.1, un valor aceptable de la sección eficaz es de $\sigma = 10^{-8}$, teniendo como resultado lo mostrado en la gráfica 5.5.

Se puede observar que la sección eficaz sigue teniendo un comportamiento decreciente, y que el valor máximo para la masa del Higgs Pesado M_H , para que sea viable este proceso para la detección de materia oscura con masa $M_S < 10$ GeV, es de 400 GeV.

Estas gráficas muestran intervalos para los valores de M_S y M_H aceptables, sin embargo, no es suficiente esta información para determinar si es posible detectar

CAPÍTULO 5. INTERACCIÓN DE ESCALAR S CON EL KAÓN

5.3. ANÁLISIS DE LOS PARÁMETROS LIBRES

materia oscura con este proceso, por lo tanto se realiza otro análisis de los parámetros

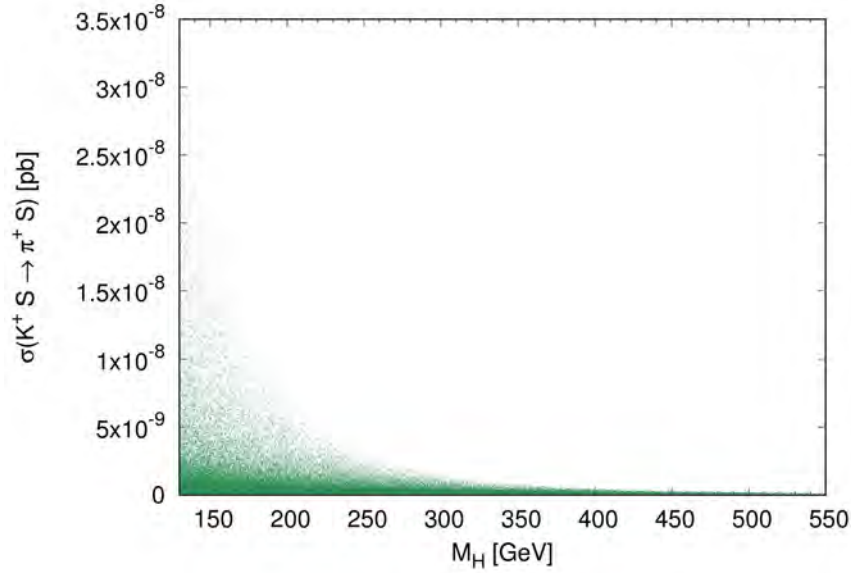


Figura 5.4: Gráfica de los valores que obtendrá M_H para $M_S < 10$ GeV.

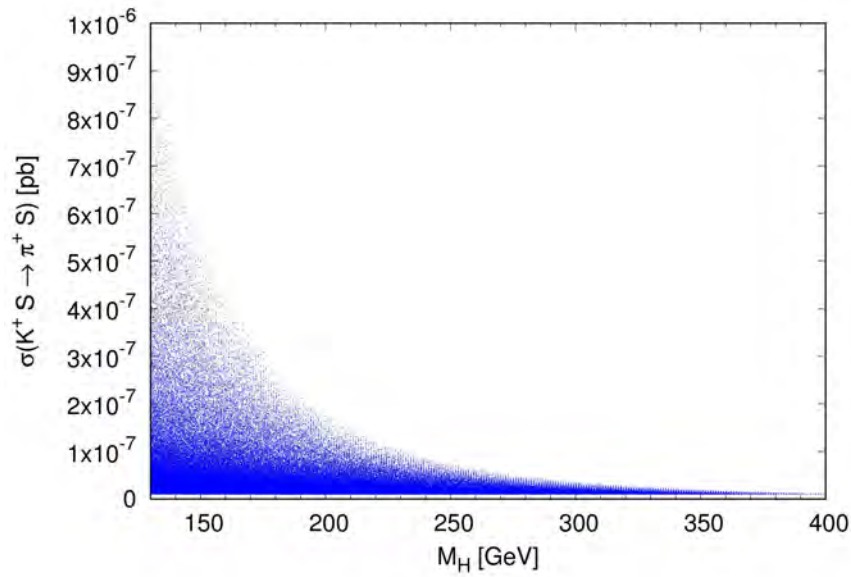


Figura 5.5: Gráfica de los valores que obtendrá M_H para $M_S > 10$ GeV.

Esta otra forma de analizar los parámetros, es fijando el valor de algunos de ellos y estudiar el comportamiento de los restantes. En la tabla 2.1 se puede

CAPÍTULO 5. INTERACCIÓN DE ESCALAR S CON EL KAÓN
5.3. ANÁLISIS DE LOS PARÁMETROS LIBRES

observar los distintos valores para la sección eficaz reportados por los principales detectores de materia oscura, siendo $\sigma = 10^{-10}$ como un valor medio, por lo cual se fija este valor y se le da distintos valores a κ_S para poder analizar el comportamiento de las masas de la partícula de materia oscura y del bosón de Higgs Pesado.

En la figura 5.6 se puede observar que las masas M_S y M_H están en distintos intervalos para los distintos valores de κ_S , y el rango de estos intervalos se incrementa conforme se incrementa el valor de esa constante. También se puede observar que a un valor fijo de la sección eficaz, cuando la masa M_S es pequeña, el intervalo para el valor de M_H es grande, y para valores grandes de M_S el intervalo para M_H es pequeño, y viceversa.

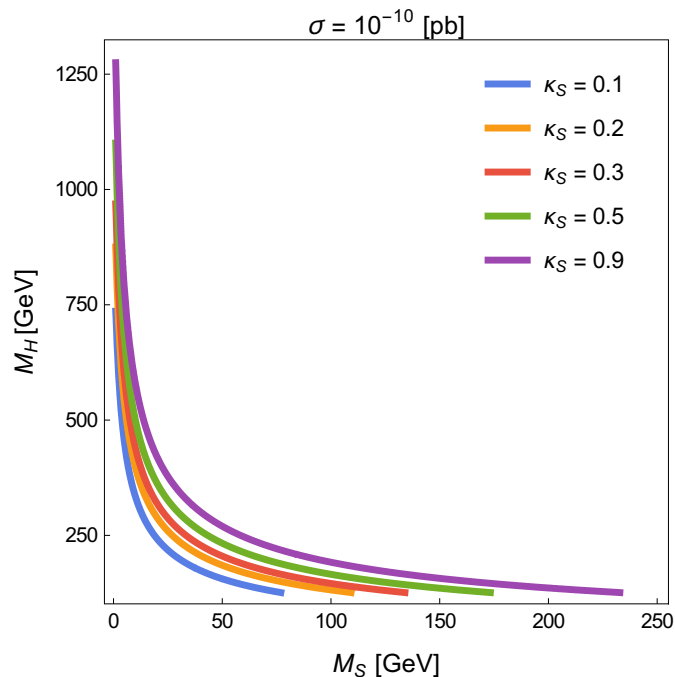


Figura 5.6: Gráfica de los valores que obtendrá las masas M_S y M_H .

Ahora si tomamos un valor fijo para κ_S , y se toman distintos valores de σ , se tiene un comportamiento análogo, como se muestra en la figura 5.7. Esta gráfica nos muestra que para un valor de la sección eficaz $\sigma = 10^{-8}$ los valores para M_S quedarían demasiados restringidos.

Para el siguiente análisis se le da un valor fijo a alguna de las masas, y se estudia el comportamiento de la otra masa con la constante κ_S para distintos valores de la sección eficaz. Para la figura 5.8 se tomó un valor para la masa del Higgs Pesado de $M_H = 300$ GeV. Este valor se tomó debido a que es un valor medio de los intervalos que se obtuvieron en las gráficas 5.4 y 5.5.

CAPÍTULO 5. INTERACCIÓN DE ESCALAR S CON EL KAÓN
5.3. ANÁLISIS DE LOS PARÁMETROS LIBRES

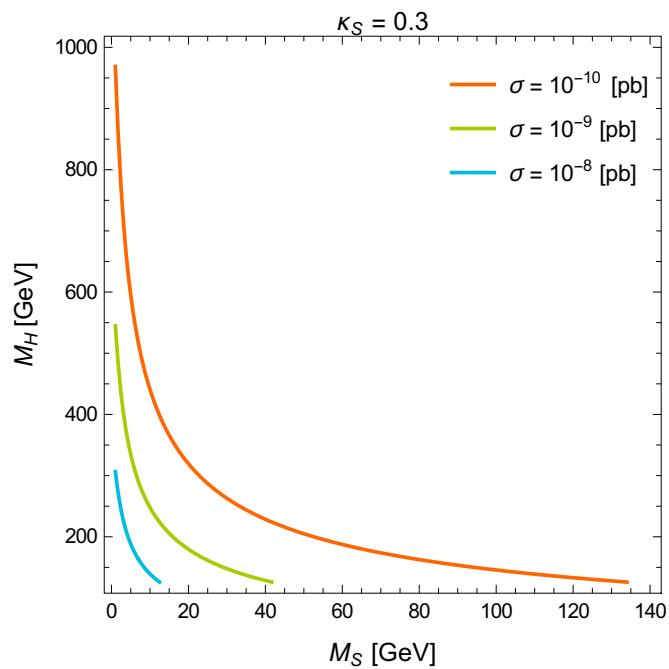


Figura 5.7: Rango de valores de M_S y M_H para distintos valores de σ .

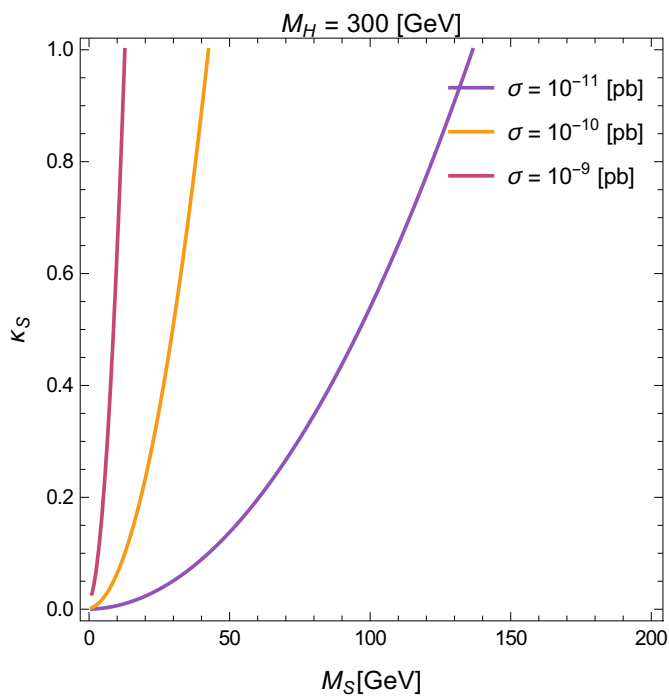


Figura 5.8: Relación entre κ_S y M_S

CAPÍTULO 5. INTERACCIÓN DE ESCALAR S CON EL KAÓN
5.3. ANÁLISIS DE LOS PARÁMETROS LIBRES

La gráfica 5.8 muestra que mientras incrementa el valor que puede tener la constante κ_S , la cota para el valor de la masa de la partícula de materia oscura, también incrementa. Pero cabe destacar que para tener algunos de los valores para la sección eficaz de $\sigma = 10^{-11}$ y $\sigma = 10^{-10}$ pb no se tiene alguna restricción para el valor posible de κ_S , pero a partir del valor $\sigma = 10^{-9}$ pb ya empieza a tener una cota inferior el valor de κ_S .

Ahora se fijará el valor de la masa de la materia oscura a $M_S = 35$ GeV. Este valor se selecciona debido a que la sección eficaz es mayor para masas pequeñas, y este es el menor valor reportado en la tabla 2.1 por el experimento Xenon1t [18]. Analizando los mismo valores para la sección eficaz que se utilizaron en la gráfica 5.8, se puede observar que a partir del valor $\sigma = 10^{-10}$ pb ya se empieza a tener una cota inferior para κ_S , como se muestra en la gráfica 5.9. Esto se debe a que se tomó el caso donde el Higgs Ligero corresponde al Higgs del Modelo Estándar, por lo que la masa del Higgs Pesado es mayor a los 126 GeV.

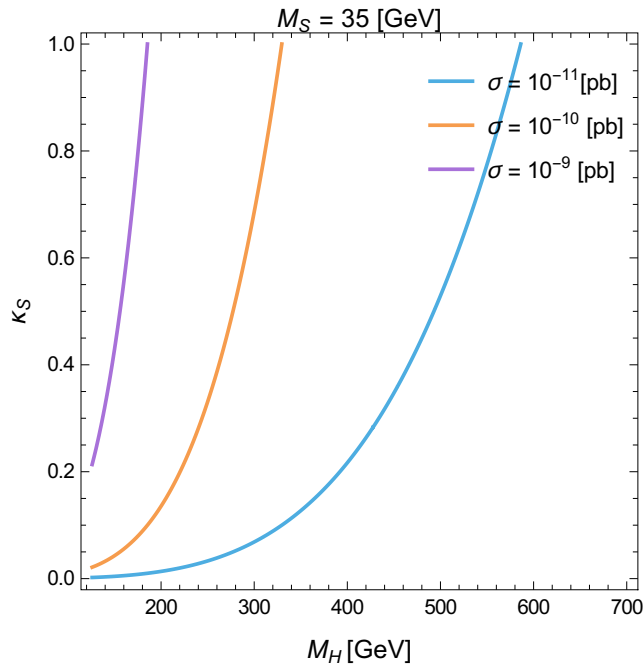


Figura 5.9: Relación entre κ_S y M_H

En la figura 2.3 se muestra las gráficas reportadas por los distintos experimentos de detección de materia oscura donde comparan el valor de la sección eficaz con la masa de la partícula de materia oscura, por lo cual se ha realizado una gráfica similar. En la figura 5.10 se muestra este análisis pero tomando en cuenta distintos valores para κ_S y para el valor fijo de $M_H = 300$ GeV.

CAPÍTULO 5. INTERACCIÓN DE ESCALAR S CON EL KAÓN
5.3. ANÁLISIS DE LOS PARÁMETROS LIBRES

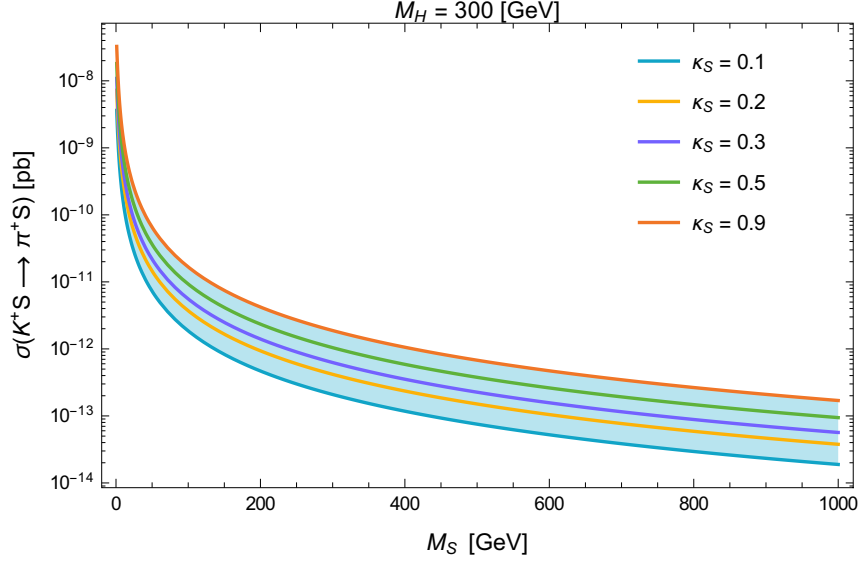


Figura 5.10: Gráfica de los valores que obtendrá M_S .

Se observa que para una masa de la materia oscura entre 1 y 1000 GeV se tiene valores para la sección eficaz entre 10^{-14} y 10^{-7} , que son pequeños comparados con los que se muestra en la gráfica 2.3, pero se debe tomar en consideración que la mayoría de los experimentos de detección directa de materia oscura trabajan con núcleos, y para este método de detección se usaría un haz kaones.

Como la parte central de esta tesis es saber la viabilidad de poder detectar materia oscura a partir del proceso elegido, es importante estudiar lo que sucederá con el pión resultante de la interacción. Como se ha mencionado anteriormente, para poder determinar si hubo o no una interacción con materia oscura, es importante saber el momento que tendrá el muón proveniente del pión, por lo cual es importante saber con que energía resultará el pión después de la interacción de materia oscura con el kaón.

Recordando que se está trabajando en el sistema del centro de masas, se toma la expresión (5.14) para conocer la energía que tendría el pión. También cabe recordar que el detector Trek trabaja con un haz de kaones con un momento de 0.8 GeV [1], dando una energía para el kaón aproximada a $E_K = 0.94$ GeV.

En la gráfica 5.11 se puede observar que para masas grandes para la materia oscura, el pión se quedará casi con todo la energía del kaón, pero dado que el kaón es más pesado que el pión, el pión tendría más momento que el kaón incidente, por lo cual el muón proveniente del decaimiento del pión tendría más momento que el muón proveniente del decaimiento $K_{\mu 2}$.

CAPÍTULO 5. INTERACCIÓN DE ESCALAR S CON EL KAÓN
5.3. ANÁLISIS DE LOS PARÁMETROS LIBRES

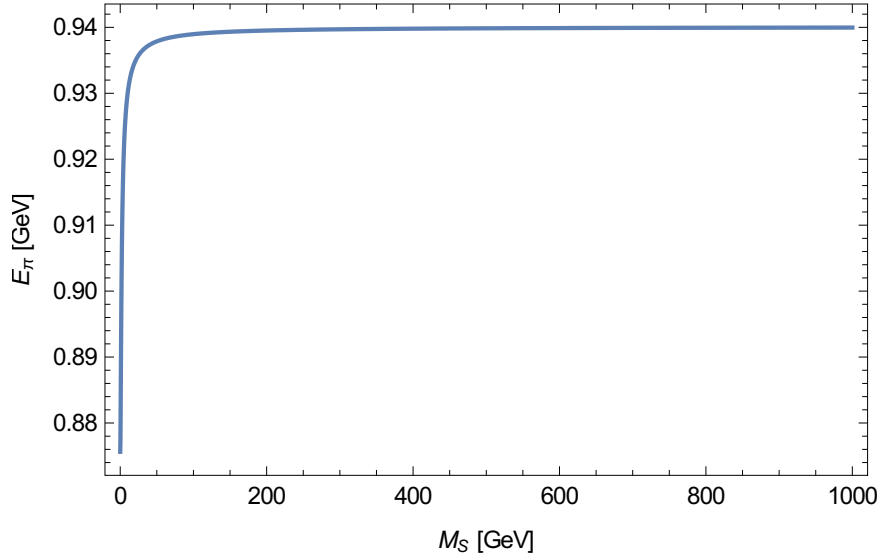


Figura 5.11: Gráfica de la energía del pión saliente.

Entre menos masa tenga la partícula de materia oscura, con más momento saldrá, por lo tanto el pión tendrá menos momento. De esta forma el muón que proviene del pión tendrá momento menor que el pión que proviene del decaimiento $K_{\mu 2}$. Por estas diferencias en los momentos, se podrá saber si hubo una interacción con materia oscura.

Ya teniendo el valor de la sección eficaz para el proceso, se puede calcular el número de colisiones que se pueden producir en un detector por segundo de la siguiente manera [35]:

$$N_{eventos/sec} = L \cdot \sigma(K^+ S \rightarrow \pi^+ S) \quad (5.15)$$

donde L es conocida como luminosidad, siendo la cantidad que mide la capacidad que tiene un acelerador de partículas para producir un número determinado de interacciones. Para calcular la luminosidad entre un haz de partículas y un blanco fijo se utiliza la siguiente expresión: [35]:

$$L = \phi_p \rho_b l_b \frac{N_A}{m_b} \quad (5.16)$$

donde ϕ_p es el flujo de las partículas incidentes, N_A es el número de Avogadro, ρ_b , l_b y m_b son la densidad, la longitud y la masa molecular del blanco, respectivamente.

En el detector Trek se tiene un flujo de 3×10^6 kaones positivos por segundo. Estos kaones serán detenidos por un arreglo de 432 fibras centelladoras con una longitud de

CAPÍTULO 5. INTERACCIÓN DE ESCALAR S CON EL KAÓN

5.3. ANÁLISIS DE LOS PARÁMETROS LIBRES

20 cm [36]. Estas fibras están hechas por lo general de poliestireno con una densidad $\rho_l = 1.05 \text{ g/cm}^2$. Resultando una luminosidad para el detector Trek de:

$$L = 3.6445 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (5.17)$$

Ya obtenida la luminosidad, ya se puede calcular el número de eventos que tendrá la interacción entre un kaón y una partícula de materia oscura. En la gráfica 5.12 nos muestra cual sería el número de eventos, dependiendo de la masa de la materia oscura.

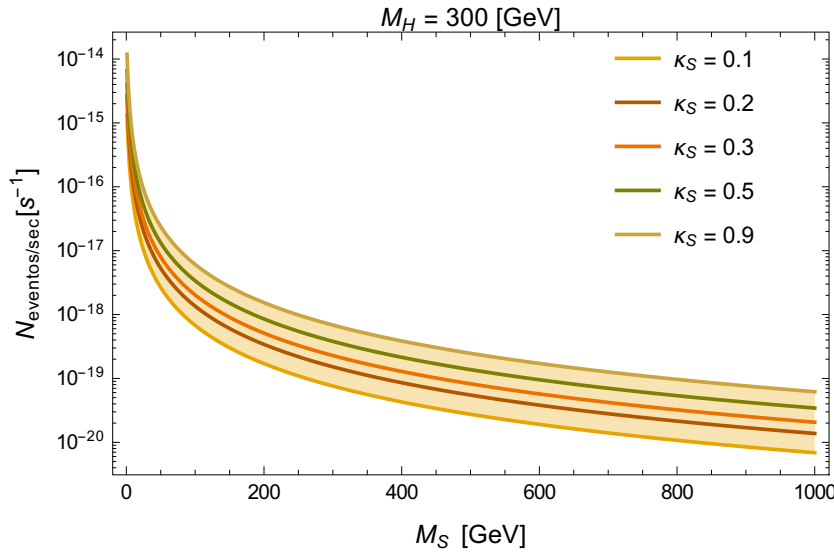


Figura 5.12: Relación entre el número de eventos por segundo y M_S .

En la gráfica 5.12 se muestra que el número de eventos por segundo disminuirá conforme el valor de la masa de la materia oscura sea mayor. El tiempo que tomará en que se produzca una interacción es el inverso del número de eventos, $t = 1/N_{eventos/sec}$.

En la gráfica 5.13 muestra cuanto tiempo que debe pasar para que suceda una interacción entre el kaón y la materia oscura. Este tiempo se va incrementando, conforme la masa M_S sea mayor. Una cosa sumamente importante que se puede notar, que los tiempos que se muestran en la gráfica son sumamente grandes, por lo cual se puede decir que dadas las condiciones actuales del detector Trek sería imposible detectar materia oscura con el proceso estudiado en este trabajo.

Con este resultado, es evidente que una de la modificación que se le haría al detector Trek es el flujo de kaones positivos que tiene, pero qué tanto tiene que aumentar el flujo. Esta pregunta puede ser respondida con ayuda de la gráfica 5.13. En esta se muestra un tiempo alrededor de los 10^7 años para masas pequeñas de materia oscura, por lo que se puede suponer, que dada la expresión para el número

CAPÍTULO 5. INTERACCIÓN DE ESCALAR S CON EL KAÓN
5.3. ANÁLISIS DE LOS PARÁMETROS LIBRES

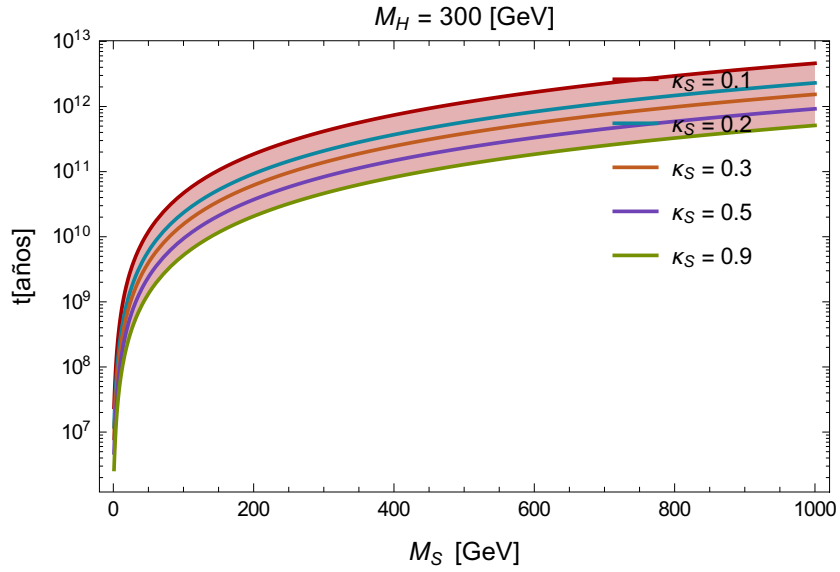


Figura 5.13: Tiempo en el que se llevará a cabo una interacción entre K^+ y S .

de eventos por segundo 5.15, el flujo del detector Trek debe incrementarse unos siete ordenes de magnitud, es decir $\phi_p = 3 \times 10^{15}$.

Con este flujo de kaones positivos, el detector Trek tendría una luminosidad de $3.6445 \times 10^{38} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, dando la relación entre el tiempo para que suceda una interacción entre el kaón y la materia oscura, y la masa de la materia oscura mostrada en la gráfica 5.14.

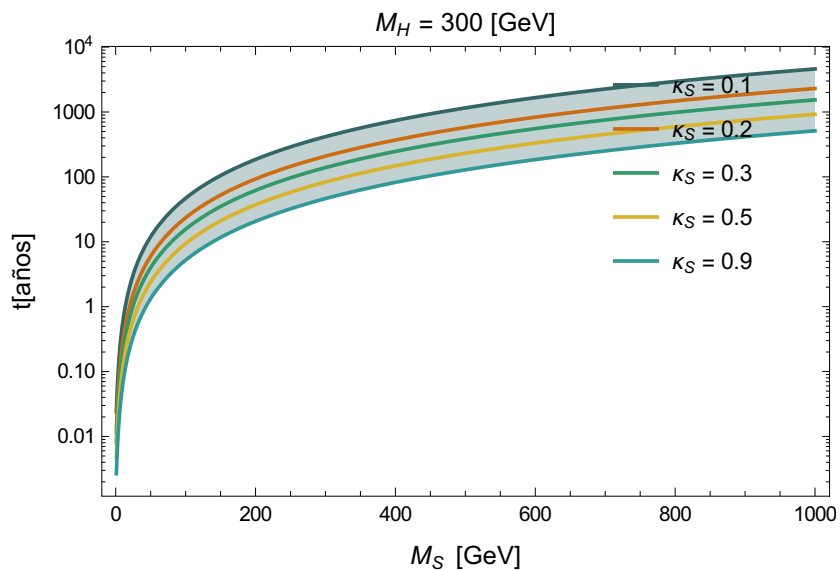


Figura 5.14: Gráfica de la energía del pión saliente.

CAPÍTULO 5. INTERACCIÓN DE ESCALAR S CON EL KAÓN

5.3. ANÁLISIS DE LOS PARÁMETROS LIBRES

Se puede observar que para masas M_S menores a 50 GeV se tendrá a lo menos una interacción, lo que restringiría demasiado el valor para la masa, pero en este caso es más probable detectar alguna partícula de materia oscura.

El problema de este resultado, es que se tiene un flujo de kaones positivos demasiado grande, y con la tecnología actual será complicado llegar tener un flujo de esa magnitud.

Con todo esto se puede decir que usando un proceso donde un kaón incidente que interacciona con un campo escalar candidato a ser materia oscura a través del un Higgs Pesado, provocando que debido a un fenómeno de violación de sabor a nivel árbol, el kaón se transforme a un pión es poco viable.

A pesar de la poca viabilidad de usar este proceso para detectar materia oscura, se puede rescatar el hecho de proponer una forma distinta de buscar materia oscura. En la actualidad la mayoría de los experimentos tienen un funcionamiento muy similar, y no se ha encontrado nada. Lo que se hace es ir actualizando estos experimentos para mejorar su sensibilidad, pero sigue sin dar buenos resultados, por lo que no estaría de más crear detectores de materia oscura con nuevos diseños.

Conclusiones y perspectivas

A partir del análisis de los parámetros libres se pudo observar que el valor de la sección eficaz $\sigma(K^+S \rightarrow \pi^+S)$ decrece conforme los valores de la masa de la partícula de Materia Oscura M_S y la masa del Higgs Pesado M_H crece, por lo cual este proceso es más funcional para masas pequeñas de la partícula de materia oscura. Debido a que el intervalo de valores que podría tener la sección eficaz es un poco bajo comparado con los valores reportado por los distintos experimentos, se pensaría que la idea mostrada en este trabajo como posible método de detección de materia oscura no es viable, pero dadas las circunstancias actuales en las que no se ha podido determinar con exactitud que se ha detectado materia oscura, es importante analizar formas alternativas de detección.

Un problema evidente del modelo utilizado es que el Higgs Pesado en la actualidad solo es una partícula propuesta en distintos modelos, pero que aún no ha sido encontrada en algún experimento. El intervalo de valores posibles para la masa del Higgs Pesado mostrado en este trabajo para determinados valores de la sección eficaz, está incluido en los intervalos propuestos por distintas colaboraciones, lo que indica que de una posible detección de este bosón hará más factible detectar materia oscura a través del proceso propuesto.

Como ya se ha mencionado, el pión resultante de la interacción de la materia oscura con el kaón decaerá en otras partículas, pero este análisis no se ha incluido en este trabajo, por lo que como posible trabajo a futuro será incluirlo. También para tener un mejor resultado, en lugar de utilizar las aproximaciones utilizadas para realizar el cálculo, se deberán tomar valores encontrados de manera experimental.

El que se necesite un flujo de kaones demasiado grande hace poco factible el poder detectar materia oscura mediante este proceso, sin embargo, se ha visto que para masas pequeñas el valor de la sección eficaz va aumentando. En este trabajo se analizo masas entre 1 GeV y 1 TeV, que son los ordenes de magnitud de los candidatos a materia oscura, WIMPs, pero estos no son los únicos candidatos que se tienen.

Otros candidatos que también son muy estudiados son los axiones, que tienen masas alrededor de los eV. En este rango de masas se tendría una sección eficaz mayor a la

CAPÍTULO 5. INTERACCIÓN DE ESCALAR S CON EL KAÓN
5.3. ANÁLISIS DE LOS PARÁMETROS LIBRES

obtenida en este trabajo, con lo cual se elevaría la probabilidad de detectar materia oscura mediante el proceso que se ha utilizado.

Bibliografía

- [1] The J-PARC TREK Collaboration. J-parc trek experiment, 2016.
- [2] P. A. R. Ade et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 594:A13, 2016.
- [3] Laura Baudis. The search for dark matter. *European Review*, 26(1):70–81, 2018.
- [4] J. Einasto. Dark Matter. *ArXiv e-prints*, January 2009. Provided by the SAO/NASA Astrophysics Data System.
- [5] Gianfranco Bertone and Dan Hooper. A History of Dark Matter. *Submitted to: Rev. Mod. Phys.*, 2016.
- [6] Matthew D. Schwartz. *Quantum Field Theory and the Standard Model*. Cambridge University Press, 2014.
- [7] T. D. Lee. A theory spontaneous t violation. *Phys. Rev.*, D8:1226–1239, 1973.
- [8] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, Marc Sher, and Joao P. Silva. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. *Phys. Rept.*, 516:1–102, 2012.
- [9] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett.*, B716:1–29, 2012.
- [10] Serguei Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett.*, B716:30–61, 2012.
- [11] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints. *Phys. Rept.*, 405:279–390, 2005.
- [12] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016-2017.
- [13] K. Choi et al. Search for neutrinos from annihilation of captured low-mass dark matter particles in the Sun by Super-Kamiokande. *Phys. Rev. Lett.*, 114(14):141301, 2015.

- [14] S. Adrian-Martinez et al. Limits on Dark Matter Annihilation in the Sun using the ANTARES Neutrino Telescope. *Phys. Lett.*, B759:69–74, 2016.
- [15] M. G. Aartsen et al. Search for annihilating dark matter in the Sun with 3 years of IceCube data. *Eur. Phys. J.*, C77(3):146, 2017.
- [16] Michele Doro. A review of the past and present MAGIC dark matter search program and a glimpse at the future. In *25th European Cosmic Ray Symposium (ECRS 2016) Turin, Italy, September 04-09, 2016*, 2017.
- [17] H. Abdalla et al. H.E.S.S. Limits on Linelike Dark Matter Signatures in the 100 GeV to 2 TeV Energy Range Close to the Galactic Center. *Phys. Rev. Lett.*, 117(15):151302, 2016.
- [18] E. Aprile et al. First Dark Matter Search Results from the XENON1T Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 119(18):181301, 2017.
- [19] Xiangyi Cui et al. Dark Matter Results From 54-Ton-Day Exposure of PandaX-II Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 119(18):181302, 2017.
- [20] D. S. Akerib et al. Liquid xenon scintillation measurements and pulse shape discrimination in the LUX dark matter detector. 2018.
- [21] R. Agnese et al. Low-mass dark matter search with CDMSlite. *Phys. Rev.*, D97(2):022002, 2018.
- [22] P. A. Amaudruz et al. First results from the DEAP-3600 dark matter search with argon at SNOLAB. 2017.
- [23] C. Amole et al. Dark Matter Search Results from the PICO-60 C₃F₈ Bubble Chamber. *Phys. Rev. Lett.*, 118(25):251301, 2017.
- [24] F. Petricca et al. First results on low-mass dark matter from the CRESST-III experiment. In *15th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP 2017) Sudbury, Ontario, Canada, July 24-28, 2017*, 2017.
- [25] Q. Arnaud et al. First results from the NEWS-G direct dark matter search experiment at the LSM. *Astropart. Phys.*, 97:54–62, 2018.
- [26] The ATLAS collaboration. 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. 2018.
- [27] Albert M Sirunyan et al. Search for dark matter in events with energetic, hadronically decaying top quarks and missing transverse momentum at $\sqrt{s} = 13$ TeV. 2018.

- [28] T. P. Cheng and Marc Sher. Mass-matrix ansatz and flavor nonconservation in models with multiple higgs doublets. *Phys. Rev.*, D35:3484, 1987.
- [29] J. L. Diaz-Cruz, R. Noriega-Papaqui, and A. Rosado. Measuring the fermionic couplings of the Higgs boson at future colliders as a probe of a non-minimal flavor structure. *Phys. Rev.*, D71:015014, 2005.
- [30] Yang Bai, Vernon Barger, Lisa L. Everett, and Gabe Shaughnessy. Two-higgs-doublet-portal dark-matter model: Lhc data and fermi-lat 135 gev line. *Phys. Rev.*, D88:015008, 2013.
- [31] Aleksandra Drozd, Bohdan Grzadkowski, John F. Gunion, and Yun Jiang. Extending two-Higgs-doublet models by a singlet scalar field - the Case for Dark Matter. *JHEP*, 11:105, 2014.
- [32] M. Abe et al. Search for T-violating transverse muon polarization in the $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$ decay. *Phys. Rev.*, D73:072005, 2006.
- [33] S Bianchin. Precise measurement of the $k_{e2}/k_{\mu2}$ branching ratio and search for new physics beyond the standard model. *Journal of Physics: Conference Series*, 800(1):012017, 2017.
- [34] G. López Castro, L. López-Lozano, and A. Rosado. Violation of cp and t in semileptonic decays due to scalar interactions. *Phys. Rev. D*, 80:096004, Nov 2009.
- [35] D. Brandt, editor. *Intermediate accelerator physics. Proceedings, CERN Accelerator School, Zeuthen, Germany, September 15-26, 2003*, 2006.
- [36] Trek Collaboration, editor. *J-PARC 50-GeV PS Experimental Proposal*, 2006.