

Universidade de São Paulo

Instituto de Física

## Ampliando a Busca por Matéria Escura

Keiser Hurtado Montaña



Orientadora: Prof<sup>ª</sup> Dra. Ivone Freire da Mota e Albuquerque

---

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

---

### **Banca Examinadora:**

Prof<sup>ª</sup> Dra. Ivone Freire da Mota e Albuquerque - Orientadora (IF - USP)

Prof. Dr. Laerte Sodre Junior (IAG - USP)

Prof. Dr. Ernesto Kemp (IFI - UNICAMP)

São Paulo  
Maio de 2020

**FICHA CATALOGRÁFICA**  
**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação**  
**do Instituto de Física da Universidade de São Paulo**

Hurtado Montaña, Keiser

Ampliando a busca por matéria escura. São Paulo, 2020.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física Experimental

Orientador: Profa. Dra. Ivone Freire da Mota e Albuquerque

Área de Concentração: Astrofísica de Partículas.

Unitermos: 1. Matéria escura; 2. Neutrinos; 3. Telescópios de neutrinos; 4. Partículas; 5. Aglomerados de galáxias.

USP/IF/SBI-050/2020



University of São Paulo

Physics Institute

## Expanding the Search for Dark Matter

Keiser Hurtado Montaña

Supervisor: **Prof<sup>a</sup> Dra. Ivone Freire da Mota e Albuquerque**

---

Dissertation submitted to the Physics Institute of  
the University of São Paulo in partial fulfillment of  
the requirements for the degree of Master of Science.

---

### **Examining Committee:**

Prof<sup>a</sup> Dra. Ivone Freire da Mota e Albuquerque - Supervisor (IF - USP)

Prof. Dr. Laerte Sodre Junior (IAG - USP)

Prof. Dr. Ernesto Kemp (IFI - UNICAMP)

São Paulo  
Maio de 2020

*Este trabalho é dedicado àqueles que a existência  
da Matéria Escura maravilha.*

# Agradecimentos

Obrigado Deus, é a resposta de um coração agradecido, sim obrigado Deus. Agradeço a minha família por seu apoio, à professora Ivone não vou dizer obrigado, pelo contrario, vou pedir me perdoe por não ser capaz de encontrar as palavras que possam lhe agradecer o suficiente por todos seus ensinamentos. Agradeço também a todos meus companheiros de grupo pela ajuda, a Argel, Nikolas, Ramón e Sergio por me ajudar na parte informática da pesquisa. Agradeço a Raissa pela bondade com que tem me tratado e também pela sua ajuda no L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X a Denis Stefan Robertson sem o qual eu não teria conseguido tudo isto e a meu amigo e engenheiro James Montenegro pela ajuda e apoio.

Agradeço também à agência de fomento CNPq - Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - pela concessão da bolsa de mestrado.

Muito obrigado!

*“ By faith we understand the universe to have been formed  
by the word of God,  
so that the things being seen  
have not been made  
from the things being visible. ”  
Hebrews 11:3*

# Resumo

Em nossa busca por matéria escura objetivamos testar modelos com auto-interações fortes. Para isto, estimamos o sinal esperado no telescópio Super-Kamiokande (SK) e testamos modelos que expandem a “Cold Dark Matter ” (CDM) para incluir estas auto-interações (*Self-interacting dark matter*-SIDM). A inclusão destas interações podem resolver as inconsistências de CDM em escalas galácticas. O SK testa modelos de matéria escura em forma indireta, detectando neutrinos provenientes da aniquilação de matéria escura. Testamos modelos SIDM, comparando nossa estimativa com os resultados obtidos do experimento SK, ou seja, comparando nosso número estimado de eventos de múons ascendentes no detector com os da colaboração SK. Dada a auto-interação de matéria escura, o número de neutrinos provenientes do Sol será maior do que para CDM sem colisões. Analisamos os neutrinos provenientes dos canais de aniquilação em  $W^+W^-$  e  $b\bar{b}$ . O sinal obtido nessa análise é consistente com o fundo de múons atmosféricos, portanto, não foi encontrado excesso significativo de múons ascendentes induzidos por neutrinos vindos do Sol.

Desta forma nossos resultados excluíram uma região significativa de modelos SIDM. Os canais de aniquilação considerados, incluem neutrinos mais energéticos provenientes do canal  $W^+W^-$  e menos energéticos do canal  $b\bar{b}$ . Dado o baixo limiar de energia do SK, quando comparado ao telescópio IceCube, obtivemos resultados mais restritivos para o canal  $b\bar{b}$ .

**Palavras chaves:** Matéria escura, Telescópios de neutrinos, Neutrinos, Partículas, Aglomerados de galáxias.

# Abstract

In our search for dark matter, we aim to test models with strong self-interactions. For this, we estimate the expected signal on the Super-Kamiokande (SK) telescope and test models that expand the “Cold Dark Matter ” (CDM) to include these self-interactions (*Self-interacting dark matter*-SIDM). The inclusion of these interactions can resolve CDM inconsistencies on galactic scales. SK tests dark matter models in an indirect way, detecting neutrinos from the annihilation of dark matter. We tested SIDM models, comparing our estimate with the results obtained from the SK experiment, that is, comparing our estimated number of upward muon events in the detector with those of the SK collaboration. Given the self-interaction of dark matter, the number of neutrinos from the Sun will be greater than for CDM without collisions. We analyzed the neutrinos from the annihilation channels in  $W^+W^-$  and  $b\bar{b}$ . The signal obtained in this analysis is consistent with the background of atmospheric muons, therefore, no significant excess of ascending muons induced by neutrinos from the Sun was found.

Thus, our results excluded a significant region of SIDM models. The channels of annihilation considered, include more energetic neutrinos coming from the channel  $W^+W^-$  and less energetic of the channel  $b\bar{b}$ . Given the low energy threshold of SK, when compared to the IceCube telescope, we obtained more stringent results for the channel  $b\bar{b}$ .

**Key words:** Dark Matter, Neutrinos telescopes, Neutrinos, Particles, Clusters of galaxies.

# Sumário

<b>Introdução</b> . . . . .	<b>10</b>
<b>1 Evidências da Existência de Matéria Escura</b> . . . . .	<b>12</b>
1.1 Aglomerados de Galáxias . . . . .	12
1.2 Curvas de Rotação Galáctica . . . . .	14
1.3 Lentes Gravitacionais . . . . .	15
1.4 <i>Bullet Cluster</i> . . . . .	17
<b>2 Problemas Cosmológicos em Pequenas Escalas</b> . . . . .	<b>19</b>
2.1 <i>Core-Cusp Problem</i> . . . . .	19
2.2 <i>Missing Satellites Problem</i> . . . . .	21
2.3 <i>Too Big to Fail Problem</i> . . . . .	23
2.4 Soluções Alternativas para Controvérsias em Pequena Escala . . . . .	25
2.4.1 Soluções vindo da Física Bariônica . . . . .	25
2.4.2 Soluções vindo da WDM . . . . .	27
2.4.3 Soluções vindo da SIDM . . . . .	28
2.4.4 Testando Modelos de Matéria Escura . . . . .	30
<b>3 Taxas de Captura e Aniquilação de WIMPs no Núcleo do Sol</b> . . . . .	<b>31</b>
3.1 Taxa de Captura de WIMPs por Interações com os Núcleos no Sol . . . . .	31
3.2 Taxa de Captura de WIMPs pelas Auto-interações . . . . .	38
3.3 Taxa de Aniquilação de WIMPs . . . . .	41
<b>4 Fluxo de Neutrinos Gerados nas Aniquilações de WIMPs no centro do Sol</b> . . . . .	<b>45</b>
4.1 Pacote de Simulação WimpSim 5.0 . . . . .	45
4.2 Detector Super-Kamiokande . . . . .	46
4.3 Propagação de Neutrinos do Sol até o Detector . . . . .	50
<b>5 Testando Modelos SIDM a partir de Resultados do Super-Kamiokande</b> . . . . .	<b>55</b>
5.1 Eventos de Múons Ascendentes em Super-Kamiokande . . . . .	55
5.2 Restringindo Modelos SIDM . . . . .	62
5.3 Restrições na Seção de Choque WIMP-próton Dependente de spin . . . . .	67
<b>Referências</b> . . . . .	<b>71</b>

# Introdução

Evidências obtidas através de observações cosmológicas indicam que uma forma de matéria não relativística e não bariônica constitui a maior parte da matéria no Universo. Esta é chamada de Matéria Escura, ela não absorve nem emite radiação eletromagnética e, por ora, os únicos indícios de sua interação com a matéria bariônica é basicamente de natureza gravitacional. Sua presença na época de formação de estruturas do Universo, acelerou o colapso gravitacional da matéria bariônica a partir de inhomogeneidades na densidade de matéria desta última, criando regiões de maior densidade das quais se formaram as estruturas como galáxias e aglomerados de galáxias.

Dado o caráter dominante da matéria escura no Universo, muitas investigações, usando simulações de formação de estruturas de alta resolução de N-corpos, têm sido realizadas para entender melhor sua relevância no processo de formação de estruturas. Em grandes escalas, o Modelo Cosmológico Padrão  $\Lambda$ CDM é notadamente bem sucedido ao explicar a estrutura cósmica. No entanto, em escalas galácticas aparecem alguns problemas potenciais vindo dos resultados obtidos nas simulações, quando são comparadas com as observações cosmológicas [1].

As simulações cosmológicas que consideram CDM <sup>1</sup> sem colisão (*Collisionless Cold Dark Matter*), predizem halos de matéria escura que têm um perfil de densidade íngreme nas regiões centrais, discordando do perfil pouco inclinado obtido a partir das observações. Essa incompatibilidade é conhecida como o “Cusp-Core Problem” [2]. Além disso, os halos simulados mostram uma abundância de subhalos cujo número excede aquele de galáxias satélites presentes na Via Láctea. O “Missing Satellites Problem” (MSP) é o nome dado geralmente a essa discrepância a qual já tem sido resolvida, como descrevemos no segundo capítulo.

Também, no grande número de subhalos obtidos nas simulações, existem alguns subhalos muito densos dos quais se esperava que pudessem hospedar as galáxias satélites conhecidas da Via Láctea. No entanto, ao comparar a dinâmica observada destas galáxias com aquela inferida a partir das altas densidades centrais dos subhalos, se encontra que estes resultados estão em conflito. Portanto, parece pouco provável que tais subhalos possam hospedar essas galáxias satélites, esta outra discrepância é chamada de “Too Big To Fail Problem” (TBTf). Em geral, esses problemas são conhecidos como controvérsias em pequena escala ou escalas galácticas do Modelo Cosmológico CDM [3].

Na busca por soluções para esses problemas, tem sido proposta a ideia de que as

---

<sup>1</sup> O modelo cosmológico CDM considera que as partículas de matéria escura não eram relativísticas na época de formação de estruturas, como as galáxias, o que permitiu que tais estruturas conseguiram se formar no Universo primitivo.



partículas de matéria escura tem a propriedade de auto-interagir fortemente. Considerando esta propriedade, o modelo cosmológico CDM com matéria escura SIDM (*Self-interacting Cold Dark Matter*), no qual a matéria escura pode dispersar elasticamente em auto-interações fortes [4], pode dar soluções aos problemas potenciais antes descritos. Estas auto-interações causam uma redistribuição da matéria escura nos halos, levando a um perfil de densidade central menos inclinados. Isso também provoca que, eventualmente, os subhalos obtidos nas simulações, tenham densidade mais baixa, fazendo com que seja mais provável que eles possam conter as galáxias satélites conhecidas da Via Láctea. Os resultados obtidos levando em conta SIDM, são consistentes com as observações cosmológicas, aliviando assim, os problemas “Cusp-Core” e TBTF.

O sucesso dos modelos SIDM na resolução de problemas em pequenas escalas de CDM motiva o nosso trabalho. Portanto, temos como objetivo principal testar uma gama destes modelos, nos baseando em resultados de detecção indireta de matéria escura. Esta detecção considerará a aniquilação de matéria escura no centro do Sol e a consequente produção de neutrinos os quais se propagam até o determinado detector na Terra. Como detalharemos mais adiante, usaremos resultados do experimento Super-Kamiokande (SK) [5] como forma de testar tais modelos. Para tal, primeiro determinaremos qual o aumento da taxa de aniquilação de matéria escura no centro do Sol devido às auto-interações. Determinaremos então qual a taxa esperada no SK e testaremos os modelos a partir da comparação de nossas previsões com os resultados deste experimento.

Nosso trabalho está organizado da seguinte forma: no capítulo 1, fazemos uma breve revisão de algumas evidências da presença de matéria escura no Universo. No capítulo 2, apresentamos uma introdução aos problemas cosmológicos em pequenas escalas do modelo CDM e também discutimos algumas de suas possíveis soluções, que provêm dos efeitos da física bariônica, de matéria escura morna e de modelos SIDM. O cálculo da taxa total de captura de matéria escura WIMPs (Weakly interacting massive particles), e sua taxa de aniquilação no centro solar são apresentadas no capítulo 3. No capítulo 4, descrevemos a simulação do processo de produção e propagação de neutrinos do ponto de criação no centro do Sol até sua chegada ao detector SK, levando em consideração as oscilações de neutrinos na matéria e no vácuo e suas interações com a matéria presente no Sol e na Terra. No Capítulo 5, comparamos nossas previsões para a taxa de eventos com os resultados da colaboração SK testando desta forma vários modelos SIDM. Finalmente, terminamos este trabalho apresentando nossas conclusões.

# 1 Evidências da Existência de Matéria Escura

Existem evidências observacionais da presença, no Universo, de grandes quantidades de matéria escura, que interage gravitacionalmente com a matéria bariônica em sistemas estelares como as galáxias e os aglomerados de galáxias. Embora muitos esforços na busca por compreender a natureza desta forma “misteriosa” de matéria, tenham sido realizados por um grande número de pesquisadores do início do século XX até hoje, a pergunta acerca de sua composição, ainda não tem sido respondida. No entanto, as observações indicam que ela é responsável, por exemplo, das altas dispersões de velocidade observadas nos aglomerados de galáxias como o Coma, assim como das elevadas velocidades circulares das estrelas presentes nas regiões externas das galáxias, velocidades que são obtidas em medições de das curvas de rotação das galáxias.

Apesar de existirem muitas outras evidências de matéria escura no Universo, neste capítulo, discutimos brevemente as já mencionadas junto com algumas outras, tais como os lentes gravitacionais que basicamente representam um método de medir a massa total de aglomerados de galáxias, através da distorção feita nas imagens das galáxias que estão por trás e muito distante dos aglomerados. Esta distorção é causada quando a luz vindo destes objetos, atravessa o forte campo gravitacional produzido pela matéria presente no aglomerado. A análise das imagens produzidas por lentes gravitacionais, revela a presença de grandes quantidades de matéria escura nos aglomerados de galáxias. Outra evidência é o *Bullet Cluster* que constituiu o encontro de dois aglomerados de galáxias. Este fenômeno é muito interessante porque nele a matéria escura termina separada de matéria bariônica que está presente nos aglomerados em forma de gás quente.

Embora não a descrevemos aqui, existe outra evidência relacionada com o *Cosmic Microwave Background* (CMB). Usando os dados do satélite Planck de anisotropias do CMB se concluiu pela necessidade de matéria escura com densidade  $\Omega_c h^2 = 0.12011$ , a qual é muito maior do que aquela obtida para a densidade de matéria bariônica que é  $\Omega_b h^2 = 0.022383$  [6].

## 1.1 Aglomerados de Galáxias

Em 1933 o astrônomo suíço-americano Fritz Zwicky analisou os redshifts de vários aglomerados de galáxias, obtidos por Edwin Hubble e Milton Humason em 1931 [7]. Fritz observou uma grande dispersão nas velocidades aparentes de oito galáxias no Aglomerado de Coma com diferenças acima de  $2000 \text{ kms}^{-1}$  [8]. Supondo que este aglomerado era um

sistema mecanicamente estacionário, utilizou o teorema do Virial para determinar sua massa total, sendo esta obtida através da multiplicação do número total de galáxias no Aglomerado, 800 segundo as observações, e a massa média de uma galáxia, sugerida por Edwin Hubble como sendo  $10^9 M_{\odot}$ .

Zwicky estimou que o tamanho físico do sistema era cerca de  $2 \times 10^6$  anos-luz e usou esta estimativa para encontrar a energia potencial do sistema. Finalmente, calculou a energia cinética média e a dispersão de velocidade das galáxias no aglomerado. Nessas condições, estimou que as 800 galáxias do Aglomerado de Coma teriam uma dispersão de velocidade de  $80 \text{ kms}^{-1}$ . No entanto, seu resultado estava surpreendentemente em conflito com a dispersão média de velocidade observada ao longo da linha de visão que foi de cerca de  $1000 \text{ kms}^{-1}$ . Com este trabalho, Zwicky foi o primeiro pesquisador em utilizar o teorema do virial como um método para calcular a massa de um aglomerado de galáxias.

Em 1937, ele publicou um novo artigo [9], no qual refinou e ampliou sua análise do Aglomerado de Coma. Nele, Zwicky propôs muitos métodos para determinar a massa de galáxias incluindo teorema do Virial que havia proposto em 1933. Nesta nova análise, ele considerou que o Aglomerado de Coma tinha 1000 galáxias dentro de  $2 \times 10^6$  anos-luz e usando a dispersão de velocidade observada de  $700 \text{ kms}^{-1}$  calculou um limite inferior de  $4.5 \times 10^{13} M_{\odot}$  para massa do aglomerado, o que corresponde a uma massa média por galáxia de  $4.5 \times 10^{10} M_{\odot}$ . Ele também estimou  $8.5 \times 10^7 L_{\odot}$  como a luminosidade absoluta média para aglomerados de galáxias e mostrou que isso leva a uma proporção surpreendentemente alta para a razão massa/luz de  $529 M_{\odot}/L_{\odot}$ . Esta dispersão indica claramente a existência de alguma forma de matéria não visível [10].

Em seu artigo de 1933, Zwicky concluiu que se a grande diferença encontrada entre a dispersão de velocidade que ele calculou e aquela inferida através de observações luminosas, fosse confirmada, então, se obteria o resultado surpreendente de que a matéria escura está presente em quantidade muito maior do que a matéria luminosa [8]. No artigo de 1937 considerou que a matéria escura estava incorporada nas nebulosas na forma de estrelas frias, corpos sólidos macroscópicos e microscópicos e na forma de gases [9]. Suas conclusões deixam ver que naquela época a matéria escura era considerada como sendo de natureza bariônica.

Um trabalho semelhante foi feito em 1936 por Sinclair Smith, que estudou o Aglomerado de Virgo. Assumindo que as galáxias exteriores estavam em movimento circular em torno de Virgo, Smith obteve uma massa total de  $10^{14} M_{\odot}$  para o aglomerado, um resultado muito superior ao valor que Hubble tinha obtido. Assim, ele concluiu que essa diferença de massa poderia ser representada por material distribuído uniformemente no aglomerado ou na forma de grandes nuvens de baixa luminosidade em torno das galáxias. Estes estudos constituem uma das primeiras evidências experimentais da existência de uma grande quantidade de matéria não visível no Universo.

## 1.2 Curvas de Rotação Galáctica

As observações realizadas pela astrônoma estadunidense Vera Rubin na década de 1970 sobre as curvas de rotação das galáxias, ou seja, do perfil de velocidade circular das estrelas e do gás de uma galáxia, em função de sua distância ao centro galáctico, desempenharam um papel particularmente importante na confirmação da existência da matéria escura. Em seus trabalhos [11, 12] ela mostrou que a velocidade de rotação das estrelas afastadas do centro de suas galáxias espirais hospedeiras é maior em comparação com aquela obtida devido a presença da massa estelar e de gás nas partes internas das galáxias.

Estas observações mostraram curvas de rotação aproximadamente planas a grandes distâncias do centro das galáxias, contradizendo o previsto pela dinâmica Newtoniana quando se assume que as galáxias são compostas só de matéria luminosa, onde se espera que estas curvas caiam como o quadrado da distância ao centro da galáxia. Essa falta de concordância levou os cientistas a considerar a existência da distribuição de grandes quantidades de matéria escura nas galáxias.

Em 1970 Vera Rubin e Kent Ford publicaram seus resultados das observações espectroscópicas da galáxia de Andrômeda, obtidos usando um espectrógrafo de tubos de imagem desenvolvido por Ford. Eles fizeram medições de até 110 minutos de arco longe do centro da galáxia. O trabalho da Vera Rubin e Ford [11], concluía pela necessidade de massa adicional nas galáxias. Seus resultados se basearam em comparações das curvas de rotação obtidas a partir da espectroscopia com aquelas das medidas da linha de 21 cm do hidrogênio [13]. Estas últimas mostraram curvas de rotação planas a grandes distâncias, muito além do limite óptico das galáxias.

Embora no começo os astrônomos considerassem a possibilidade de que as grandes quantidades de matéria escura observadas nos sistemas astrofísicos pudessem ser constituídas, por exemplo, de estrelas extintas, nuvens escuras, meteoros, cometas ou planetas ainda não observados, as medições feitas com novas técnicas mostraram que as contribuições desses objetos não eram suficientes para aliviar esta inconsistência. Isto é mostrado na Fig.1 que apresenta a curva de rotação da Via Láctea. Na figura é claro que a contribuição da massa visível não consegue explicar a curva de rotação da nossa galáxia. Portanto, é necessário levar em conta a contribuição do halo galáctico da matéria escura, sem a qual é difícil obter uma explicação razoável para essa curva de rotação observada.

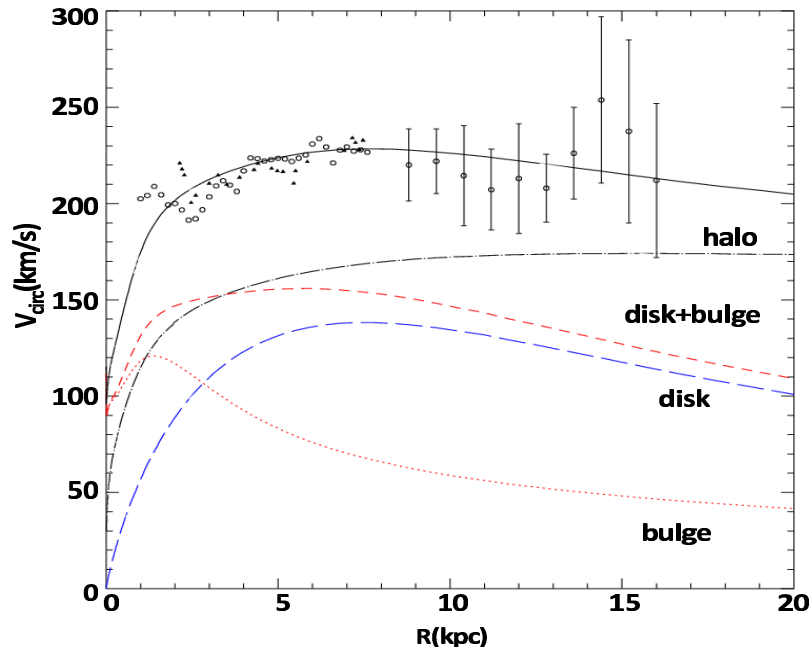


Figura 1 – Curva de rotação da nossa galáxia. Os símbolos mostram dados observacionais de medições da linha de 21 cm do Hidrogênio HI. A curva de rotação estimada da matéria visível (“disk + bulge”) também é mostrada. A contribuição da matéria escura é necessária para explicar os resultados das observações da rotação galáctica. Figura extraída de [14].

### 1.3 Lentes Gravitacionais

O efeito conhecido como lente gravitacional ocorre quando grandes concentrações de massa, como uma estrela [15], uma galáxia ou um aglomerado de galáxias, criam um campo gravitacional intenso que ao ser atravessado pela luz vindo de fontes distantes que estão por trás na mesma linha de visão, pode deformar suas imagens, produzindo, as vezes, múltiplas imagens das fontes observadas. As imagens geralmente aparecem como pequenos arcos de lente ou semicírculos tangentes as equipotenciais do campo gravitacional, gerado pelo aglomerado. Essas imagens permitem estudar a distribuição da matéria total nos aglomerados de galáxias.

Após a previsão de Einstein relativa a distorção na trajetória da luz devido a campos gravitacionais, um dos primeiros cientistas em considerar as lentes gravitacionais foi o físico russo Orest Chwolson. Ele, em 1924 declarou que, como resultado do efeito previsto por Einstein, um corpo maciço poderia, por seu campo gravitacional, desviar a luz de uma fonte mais distante, de maneira que o efeito final levaria ao aparecimento de várias imagens da fonte ou distorceria a imagem até se formar um anel. Por outro lado, a ideia de que a lente gravitacional poderia ser usada como um método para determinar a massa total de uma galáxia ou de um aglomerado de galáxias foi proposta pela primeira vez por Fritz Zwicky em seu artigo de 1937. Hoje, a lente gravitacional é geralmente usada

como um método para estudar as propriedades dos aglomerados [16].

Ao estudar a distribuição das imagens das lentes gravitacionais, se obtém informação sobre a distribuição da matéria total no aglomerado. Por exemplo, uma comparação das lentes gravitacionais fracas, obtidas com o telescópio Hubble, com os mapas de raios-X do *Bullet Cluster*<sup>1</sup>, mostra que a posição dos picos de densidade de massa neste sistema não coincide com os picos da distribuição de densidade dos bárions, deixando claro que outra fonte de potencial gravitacional, como a fornecida pela matéria escura, deve dominar a massa desse sistema. Portanto, as imagens de lentes gravitacionais do Hubble podem ser usadas para criar mapas de matéria escura em aglomerados de galáxias. Além disso, a quantidade de matéria escura inferida através de lentes, é compatível com a obtida por outros métodos [17].

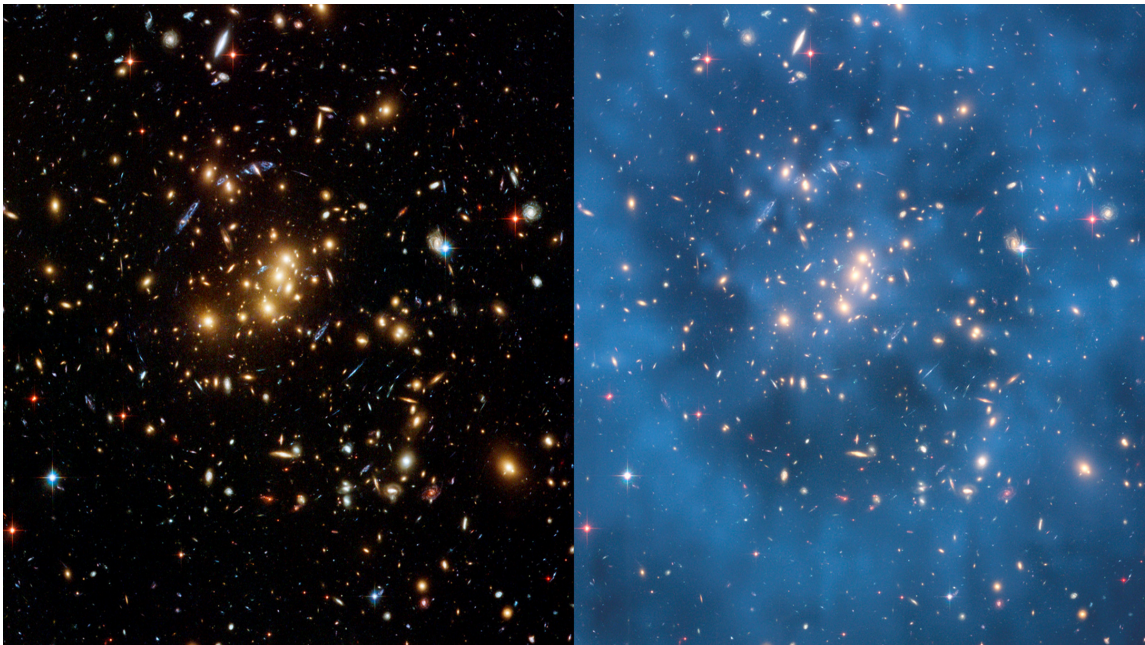


Figura 2 – À esquerda está uma imagem do Hubble do aglomerado de galáxias Cl 0024 + 17 que contém uma variedade de centenas de galáxias amarradas pela atração mútua da gravidade. Emaranhados entre as galáxias existem misteriosos arcos de luz azul. Estas são, na verdade, imagens de galáxias remotas distorcidas através do aglomerado, elas são muito fracas para ser observadas diretamente pelo Hubble. Em vez disso, a gravidade do aglomerado funciona como uma enorme lente no espaço, que amplia as imagens das galáxias de fundo. À direita está a mesma imagem sobreposta com um mapa da distribuição de matéria escura do aglomerado. A estrutura circular preta é um “anel” de matéria escura o qual constitui uma das mais fortes evidências da existência de matéria escura, na atualidade. Figura extraída de [18]. Crédito: NASA, ESA, M. J. Jee and H. Ford (Johns Hopkins University).

Assim, as lentes gravitacionais constituem mais uma evidência observacional

<sup>1</sup> Ver a seção seguinte para uma revisão sobre o *Bullet Cluster*.



da existência da matéria escura dominando a massa no Universo. A Fig.2, mostra as imagens de lentes gravitacionais de galáxias distantes, criadas pelo aglomerado de galáxias Cl 0024 + 17.

## 1.4 *Bullet Cluster*

Outra das evidências da existência de grandes quantidades de matéria escura no Universo, vem do denominado “Bullet Cluster”, também conhecido como 1E0657-558 [19]. Ele representa basicamente a colisão, em altas velocidades, de dois grandes aglomerados de galáxias, localizado em torno de 3,8 bilhões de anos luz da Terra.

Nos aglomerados do *Bullet Cluster*,  $\sim 1\% - 2\%$  da massa representa a componente estelar,  $\sim 5\% - 15\%$  é dado pelo plasma quente emissor de raios-X que está presente entre as galáxias e o restante da massa dos aglomerados está constituída pela matéria escura. No encontro dos aglomerados, as galáxias se comportam como partículas sem colisão, em outras palavras, elas interagem à distância sem se chocar, enquanto que as partículas do plasma, interagem eletromagneticamente, fazendo com que o plasma seja freado e fique retido nas partes internas do encontro. Dado que a matéria escura não interage eletromagneticamente, ela passa adiante, resultando numa concentração de massa distante do centro da colisão.

Como o plasma quente emissor de raios-X constitui quase o total da massa bariônica do *Bullet Cluster*, é de se esperar que na ausência de matéria escura, ou seja, no caso em que a componente do bariônica em forma de plasma fosse a componente dominante, os picos de densidade de massa seriam encontrados na região interna do encontro onde está presente o plasma quente freado. Por outro lado, as observações de raios-X feitas com o telescópio Chandra e as observações obtidas pelo telescópio Hubble através da técnica lentes gravitacionais, mostraram que os picos de densidade de massa não estão na região de distribuição do plasma mas nas regiões externas do encontro onde ficam a galáxias e a matéria escura. Desta forma se conclui que a presença desta última é que pode explicar os resultados observacionais, já que a componente estelar representa uma pequena parte da massa dos aglomerados e não é suficientemente alta como para que os picos de densidade nas regiões externas possam ser atribuídos a esta componente de massa.

As Fig. 3 e 4 mostram as distribuições de massa, as imagens de raios-X e os picos de densidade de massa obtidos pela Chandra [19] e o Hubble [20] para este encontro de aglomerados. Desta forma, o *Bullet Cluster* constitui mais uma clara evidência da existência de matéria escura no Universo.



Figura 3 – Imagem composta do *Bullet Cluster* 1E0657 – 558, formado a partir da colisão de dois grandes aglomerados de galáxias. O gás quente detectado por Chandra nos raios-X é mostrado em rosa e contém a maior parte do material bariônico nos dois aglomerados. Uma imagem óptica do Telescópio Magellanes e o Hubble mostra as galáxias em laranja e branco. A concentração de massa é determinada pelo efeito das lentes gravitacionais. As regiões azuis indicam onde está a maior parte da massa nos aglomerados e separada do material bariônico (rosa). Isto dá uma evidência direta de que quase toda a matéria nos aglomerados é escura. Figura extraída de [20].

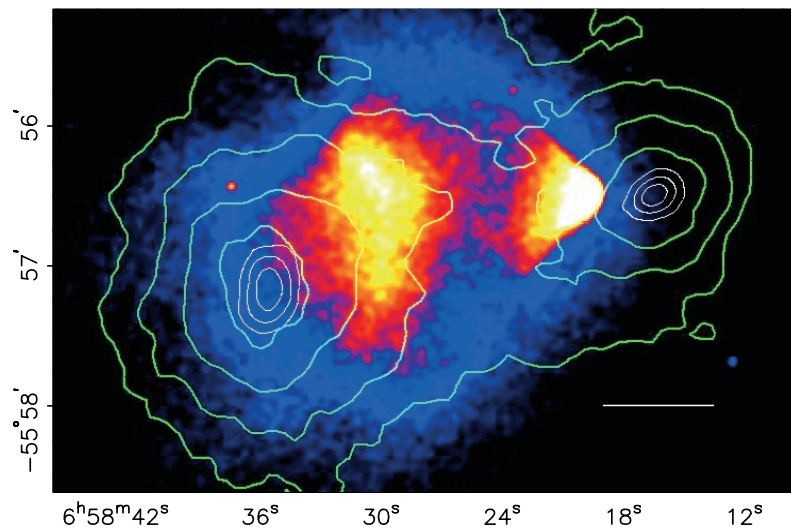


Figura 4 – Imagem do *Bullet Cluster* 1E0657 – 558. O mapa colorido mostra a imagem de raios-X emitidos pelo gás quente presente nas partes centrais do sistema, a imagem foi obtida com o telescópio Chandra em uma exposição de 500s. A barra branca é mostrada em escala e representa uma distância de 200 kpc no local do sistema. Os contornos verdes representam o sinal de lente gravitacional reconstruído, proporcional à massa projetada no sistema. Figura extraída de [19].



## 2 Problemas Cosmológicos em Pequenas Escalas

O modelo CDM surgiu no começo dos anos 80 e é essencial para o modelo cosmológico padrão  $\Lambda$ CDM, que incorpora CDM sem colisão, a energia escura ( $\Lambda$ ) e condições iniciais inflacionárias. Atualmente, sabemos que o cenário  $\Lambda$ CDM tem alcançado uma ampla gama de êxitos observacionais, tais como a radiação cósmica de fundo, o *Lyman- $\alpha$  forest*, o agrupamento de galáxias e a expansão acelerada do Universo. Já na década de 90, com o avanço das simulações cosmológicas de N-corpos, surgiram inconsistências entre seus resultados e as observações em pequenas escalas, na ordem de escalas galácticas. Por exemplo, o perfil de densidade observado do halo de matéria escura apresenta núcleos de densidade pouco íngreme, enquanto, as simulações cosmológicas de formação de estrutura, assumindo o cenário CDM, indicam que no colapso gravitacional se obtém perfis íngremes de densidade  $\rho \sim r^{-\alpha}$  nas regiões centrais, com  $\alpha \sim 1 - 1.5$  [21–23], onde  $r$  é a distância ao centro. Isto é chamado de “Core-Cusp Problem”.

Outra inconsistência é que os halos simulados mostram a presença de uma grande quantidade de subestruturas que superam o número de satélites observados (“Missing Satellites Problem”), embora, como veremos, este parece já ter sido resolvido. Existe, também, uma terceira inconsistência chamada de “Too Big To Fail Problem”, onde os subhalos de matéria escura mais massivos obtidos nas simulações são tão densos que não é possível que contenham os satélites anões da Via Láctea.

Nas próximas seções discutiremos estes conflitos e no final do capítulo apresentaremos algumas propostas que aparecem como soluções, as quais procedem da física bariônica, da matéria escura morna e da ideia de atribuir a propriedade de auto-interação à matéria escura.

### 2.1 *Core-Cusp Problem*

O problema *Core-Cusp* designa a discrepância entre o perfil de densidade de vários tipos de galáxias como, as galáxias anãs, irregulares e as de brilho superficial baixo<sup>1</sup> [21, 22], e o perfil íngreme predito por simulações de formação de estruturas galácticas [24–26]. As observações parecem indicar uma quantidade de matéria escura com um perfil suave nas partes internas das galáxias, enquanto que os resultados das simulações numéricas cosmológicas de halos de matéria escura baseados em CDM indicam um perfil íngreme nas partes internas dos halos. Esta incompatibilidade das simulações com os resultados

<sup>1</sup> Estas são galáxias de disco dominadas pela matéria escura, ricas em gás e de tipo tardio.

observacionais segue sendo um dos problemas não resolvidos na cosmologia em pequenas escalas e mostra que nestas escalas o modelo  $\Lambda$ CDM pode potencialmente ter problemas ao descrever estas estruturas.

Um perfil de densidade mais próximo as observações pode ser representado por uma distribuição de densidade de massa de uma esfera pseudo-isotérmica dado por

$$\rho_{PI}(r) = \frac{\rho_0}{1 + (r/R_c)^2}, \quad (2.1)$$

sendo  $\rho_0$  e  $R_c$  a densidade central e o raio do núcleo do halo de matéria escura, respectivamente. Enquanto que o perfil usado nas simulações é o de Navarro-Frenk-White [23], representado por

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{\rho_i}{(r/R_s)(1 + r/R_s)^2}, \quad (2.2)$$

de onde  $R_s$  é o raio característico do halo e  $\rho_i$  está relacionada com a densidade do halo no momento de seu colapso.

Os trabalhos [27–29] analisam as curvas de rotação, de algumas galáxias espirais, considerando suas componentes estelares, gasosas e de matéria escura. Ao ajustar seu perfil de densidade com vários modelos, estes são compatíveis com o representado pela Eq.(2.1). O valor para a potência  $\alpha$  em perfis íngremes obtido pelas simulações é de  $\alpha \sim -1$  e pelas observações ele vai para zero. A partir das medições de mais alta resolução se encontra que a inclinação continua diminuindo para raios menores. Para um raio  $r = 0.1$  kpc, que é aproximadamente o menor raio resolvido confiavelmente, a potência tem um valor  $\alpha \sim -0.85$ . [2].

Para ilustrar o problema *Core-Cusp*, apresentamos na Fig.5 a curva de rotação medida para a galáxia F568-3 assim como a contribuição das estrelas e do gás presentes na galáxia, que correspondem aos efeitos da componente bariônica. Mostramos, também, a predição dos perfis citados anteriormente, agora incluindo a componente bariônica. Se observa que a curva referente ao halo isotérmico se ajusta muito melhor aos dados, confirmando assim, que as observações favorecem mais um perfil deste tipo do que um perfil inclinado. Quando a curva referente ao perfil NFW mais a contribuição bariônica é normalizada para que coincida com a rotação observada em raios grandes, ela prediz velocidades de rotação maiores, por um fator de 2 ou mais [3], nos poucos quiloparsec internos.

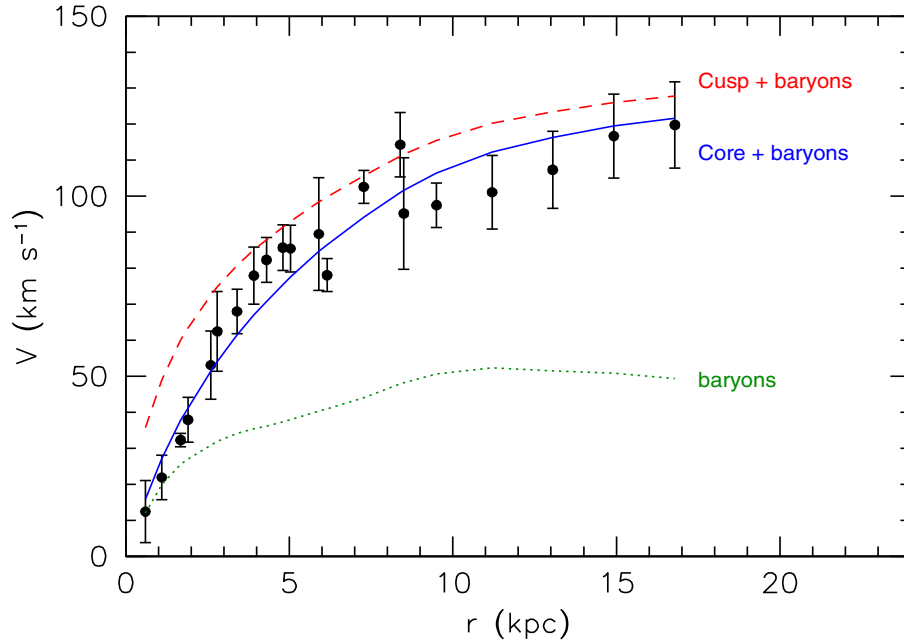


Figura 5 – Curva de rotação da galáxia F568-3 (pontos pretos) comparada com dois ajustes. Um supõe um halo de matéria escura com perfil isotérmico (curva sólida azul) e o segundo, um halo de matéria escura com um perfil NFW (curva descontínua vermelha). A curva verde pontilhada mostra a contribuição de bárions (estrelas + gás) à curva de rotação, a qual é adicionada aos ajustes. O perfil de halo NFW prediz uma velocidade de rotação mais alta para raios pequenos. Figura extraída de [3].

Desta forma, as observações indicam que a maioria das curvas de rotação de galáxias se ajustam melhor aos perfis de densidade com núcleo menos íngreme que com os perfis do tipo NFW.

## 2.2 *Missing Satellites Problem*

O *Missing Satellites Problem* (MSP) em geral, se refere à diferença entre o excesso de subhalos de matéria escura preditos nas simulações cosmológicas de CDM e o aparentemente reduzido número de satélites anões da Via Láctea, obtido nas observações. A interpretação generalizada deste problema é que os pequenos subhalos de matéria escura são extremamente ineficientes para formar estrelas, permanecendo escuros e portanto difíceis de observar, o que explicaria o número muito baixo observado.

Por outro lado, algumas investigações [30–32] indicam que os efeitos das forças de maré de um halo principal sobre um satélite, dependem fundamentalmente da forma deste último. Um perfil de densidade íngreme, por exemplo, permite ao satélite conservar a maior parte de sua estrutura depois de se unir ao campo do halo principal; contrariamente, para um perfil de densidade mais plano, o campo de maré do halo principal pode separar

o satélite de seu gás e inclusive destruí-lo em alguns casos [33–35]. Como resultado, aquele satélite termina sendo invisível, seja porque foi destruído pelo campo de maré ou porque terminou carente de gás para formar estrelas. Também, existe a possibilidade, de que as supernovas e os ventos estelares da primeira geração de estrelas pudessem expulsar o gás restante dos poços de potencial pouco profundos de halos de baixa massa, impedindo a formação de estrelas e deixando os halos permanecerem escuros até hoje [3]. Deste ponto de vista, tudo isto parece aliviar o MSP, já que apoia a existência de subestruturas ainda não observadas.

A Fig.6 ilustra o problema MSP. No lado esquerdo é apresentada a distribuição da densidade de matéria escura projetada de um halo CDM de  $10^{12}M_{\odot}$ , formado em uma simulação cosmológica de N-corpos. Esta prevê que os halos atuais teriam enormes quantidades de subhalos, da época de formação galáctica, dado que CDM conserva as flutuações primordiais em escalas muito pequenas. Esses subhalos mantêm suas estruturas depois de se unir a sistemas maiores. Os subhalos mais massivos obtidos na simulação são colocados em círculos brancos na figura à esquerda. Na direita, aparecem, por comparação, as nove galáxias satélites anãs da Via Láctea, as quais estão dentro do raio virial de  $\sim 250$  kpc do halo.

Recentemente, observações de campo amplo tem aumentado consideravelmente a contagem de satélites anões, incluindo agora uma população de galáxias ultrafracas que são menos luminosas que alguns aglomerados estelares. Estas descobertas aliviam o MSP. Muitos novos satélites ultrafracos da Via Láctea com uma luminosidade de apenas  $10^3 - 10^5 L_{\odot}$  foram observados pelo *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS). As imagens do SDSS cobriram só  $\sim 20\%$  do céu, e muitos destes anões recém descobertos são tão fracos que só podem se ver entre 50–100 kpc [36, 37]; assim, uma extrapolação para todo o volume dentro do raio virial ( $\sim 250$ kpc) da Via Láctea indica a presença de uma população de várias centenas de satélites anões fracos [38]. Assim haveria um fator de  $\sim 5$ -20 vezes maior de galáxias fracas as quais poderiam estar presentes sem serem ainda detectadas. Esta consideração é devido a limites de brilho superficial e à cobertura incompleta do céu feita com SDSS.

Todas estas novas descobertas do SDSS fazem que as previsões obtidas nas simulações estejam em maior acordo com as observações, resolvendo assim o problema MSP. Portanto, embora nós apresentamos, no começo desta seção, o MSP como uma das controvérsias ainda persistentes do modelo de  $\Lambda$ CDM em pequena escala; atualmente, ele é considerado como resolvido [39] e as observações do SDSS, diminuem os problemas potenciais do modelo  $\Lambda$ CDM em pequenas escalas.

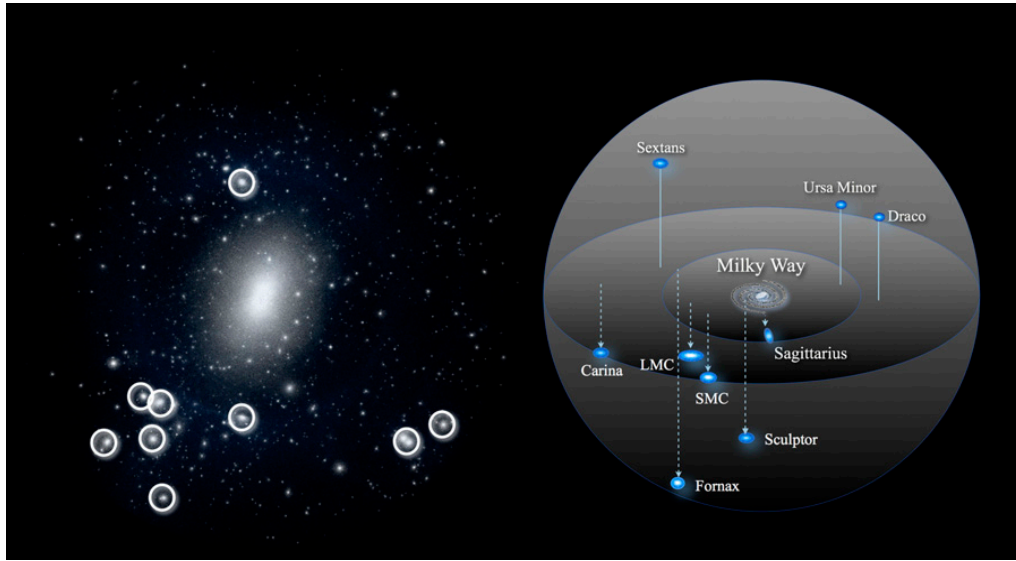


Figura 6 – A figura da esquerda apresenta a distribuição projectada de matéria escura de um halo CDM simulado de  $10^{12}M_{\odot}$ . A figura mostra claramente que a grande quantidade de subhalos pequenos supera o número de satélites conhecidos da Via Láctea. Aqui os círculos brancos são usados para indicar os nove subhalos mais massivos do halo de matéria escura simulado. As densidades centrais destes subhalos são muito grandes e impedem que os subhalos possam conter os satélites anões “clássicos” da Via Láctea cuja distribuição espacial é mostrada à direita, estes subhalos massivos predizem dispersões de velocidade estelar superiores às observadas. Aqui a esfera mais externa tem 300 kpc. Figura extraída de [3].

### 2.3 *Too Big to Fail Problem*

Outra inconsistência que surge entre as observações e as simulações cosmológicas é o problema *Too Big To Fail* (TBTf) [40]. A Fig.6 também ilustra este problema, mostrando os nove subhalos mais massivos obtidos na simulação, bem como os satélites anões observados na Via Láctea. O conflito se dá porque o modelo  $\Lambda$ CDM prediz uma densidade central muito alta nestes subhalos mais massivos o que impediria que estes hospedassem os satélites brilhantes da Via Láctea.

Uma possibilidade razoável é que estes subhalos massivos sejam escuros e que as anãs observadas residam em subhalos de menor massa, mas este resultado parece muito pouco provável. O nível de discrepância depende muito da realização particular da subestrutura do halo e da massa considerada na simulação do halo principal. Porém, mesmo considerando uma massa de halo no limite inferior das estimativas para a Via Láctea, a discrepância parece muito grande para ser produto de uma causalidade estatística [3]. Uma discordância semelhante se encontra ao se estudar o sistema de satélites da galáxia de Andrômeda [41].

Embora as simulações baseadas no modelo  $\Lambda$ CDM da população de satélites da Via Láctea posicionarem as galáxias satélites anãs mais luminosas dentro dos subhalos mais massivos, os resultados baseados em estudos da cinemática destes satélites indicam que esse posicionamento é bem improvável. Existem também outros modelos que propõem que os satélites da Via Láctea poderiam pertencer a subhalos que em primeiros tempos, como na época de reionização, eram muito mais densos, enquanto que nos subhalos de menor massa a formação de satélites foi fortemente suprimida.

A Fig.7 caracteriza bem o TBTF, onde os resultados obtidos em simulações de formação de estrutura da Via Láctea predizem vários subhalos com velocidade máxima muito maiores em comparação com a dos esferoidais anões da Via Láctea (painel direito). No painel esquerdo se mostram, os valores medidos das curvas de rotação para estes esferoidais com velocidade circular máxima,  $V_{max} < 24 \text{ kms}^{-1}$ , enquanto que as bandas coloridas com  $1\sigma$  de dispersão, são as curvas de rotação obtidas a partir de simulações Aquarius para subhalos simulados com um perfil de densidade NFW e com  $V_{max} = (12, 18, 24, 40)\text{kms}^{-1}$  [42].

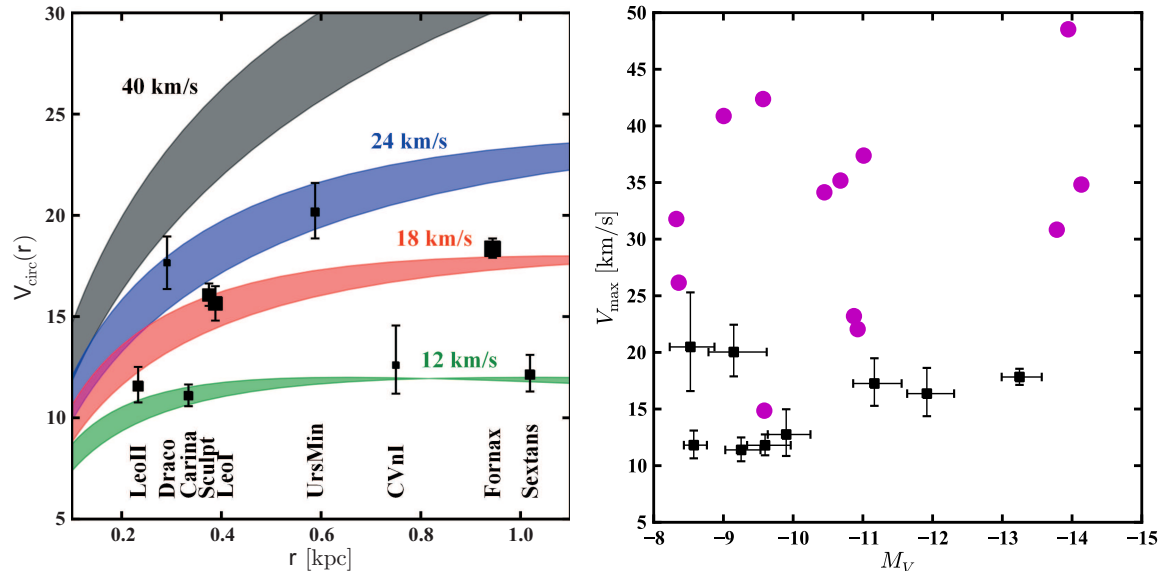


Figura 7 – O painel esquerdo mostra as curvas de rotação de subhalos com perfil NFW e  $V_{max} = (12, 18, 24, 40)\text{kms}^{-1}$  a  $1\sigma$  de dispersão, estas curvas vêm de simulações Aquarius e são comparadas aqui com os valores da velocidade circular, obtidos em observações dos nove esferoidais anões brilhantes (ponto pretos). O painel direito mostra a  $V_{max}$  dos esferoidais anões e os subhalos mais massivos nas simulações Aquarius (círculos magenta) como função da magnitude visual  $M_V$ . Estes resultados mostram claramente que as simulações predizem subhalos mais massivos que os esferoidais anões brilhantes observados da Via Láctea. Figura extraída de [42].

No painel direito da figura se mostra a  $V_{max}$  dos esferoidais anões da Via Láctea em função da magnitude visual,  $M_V$  (ou função de luminosidade) e os correspondentes valores

dos subhalos mais massivos das simulações Aquarius. O painel mostra que  $V_{max}$  é menor para os esferoidais anões, confirmando que as simulações predizem subhalos mais densos em comparação com os poucos esferoidais anões observados. Em resumo, os resultados no gráfico anterior mostram que as simulações Aquarius em  $\Lambda$ CDM sem dissipação predizem halos e subhalos muito massivos [43].

## 2.4 Soluções Alternativas para Controvérsias em Pequena Escala

Nas seções anteriores apresentamos brevemente algumas inconsistências em pequenas escalas encontradas nas simulações cosmológicas de  $\Lambda$ CDM quando comparadas às observações. Nesta seção, discutiremos algumas soluções potenciais, para estes conflitos, vindo de diferentes considerações tais como o efeito da Física Bariônica, assumir matéria escura morna e atribuir à matéria escura a propriedade de auto-interagir fortemente.

### 2.4.1 Soluções vindo da Física Bariônica

Na busca de uma solução ao problema *Core-Cusp*, alguns modelos consideraram que a inclusão de bárions nas simulações cosmológicas poderiam resolver esta discrepância, dado que sua presença possibilitaria uma redistribuição da densidade de matéria escura.

A ideia por trás disto sugere que, a matéria bariônica presente pode colapsar lentamente em direção ao centro galáctico, devido ao potencial gravitacional, o qual, por sua vez, se faz mais intenso. Este campo gravitacional atrai, adiabaticamente, para órbitas mais internas as partículas de matéria escura do halo galáctico e esta contração adiabática aprofunda, ainda mais, o potencial gravitacional que, eventualmente, aumenta a densidade central de matéria escura no halo. Portanto, isto parece agravar mais o problema *Core-Cusp* mas, há um efeito vindo da matéria bariônica (em forma de estrelas) o qual pode expulsar, a matéria escura para órbitas mais externas do que suas órbitas iniciais antes de ser atraída adiabaticamente. Isto ocorre devido a uma intensa explosão estelar que pode expulsar para fora da galáxia, uma parte considerável do material bariônico, diminuindo a densidade de bárions nas regiões centrais da galáxia. Este efeito é conhecido como retroalimentação de supernovas.

Como resultado desta diminuição de bárions no centro galáctico, se produz um achatamento temporal do potencial gravitacional o que faz que a matéria escura possa se redistribuir, causando que o halo de matéria escura diminua sua densidade nas regiões centrais, obtendo um perfil de densidade menos inclinado do que teria se o halo houvesse se formado na completa ausência de bárions [33, 44]. Portanto, isto poderia aliviar o problema *Core-Cusp*. Este processo é mais eficiente quando ocorre mais cedo, nos halos menores ou em galáxias com potenciais menos profundos, como os anões. Por outro

lado, se encontrou [45] que embora só um evento explosivo não possa liberar suficiente energia para transformar um perfil de matéria escura de íngreme para menos inclinado, um conjunto de repetidas explosões de supernovas moderadamente violentas poderiam atingir tal efeito.

O efeito da retroalimentação episódica no perfil de densidade da matéria escura é mostrado pela Fig.8. Na esquerda, se encontra o perfil do halo de uma simulação de N-corpos considerando gravidade e matéria escura sem dissipação. Uma das curvas mostram a evolução do perfil de densidade da matéria escura, em uma simulação hidrodinâmica com presença de material bariônico, considerando formação de estrelas e retroalimentação, nas mesmas condições iniciais que o primeiro. Neste caso, o perfil de densidade da matéria escura passa de íngreme a um perfil menos inclinado. Isso ocorre devido às rápidas flutuações no potencial central, produzidas pela retroalimentação de supernovas que expulsam energia para as órbitas das partículas de matéria escura [46], fazendo com que estas últimas se movam para órbitas mais externas no halo.

O painel da direita compara as inclinações do perfil de densidade de galáxias simuladas, para um halo de matéria escura de perfil NFW, com as estimativas observacionais obtidas a partir de observações da linha de 21cm do Hidrogênio, para galáxias próximas [47]. A figura mostra que as inclinações de densidade central reduzida concordam bem com as observações para galáxias com uma massa estelar maior do que  $10^7 M_{\odot}$ . Para galáxias com massa estelar abaixo de  $\sim 10^7 M_{\odot}$ , os modelos analíticos mostram que, com tão pouca quantidade de estrelas, a energia vindo das supernovas não é suficiente para achatar os perfis íngremes e criar núcleos de matéria escura de  $\sim 1$  kpc [48]. Se fizeram simulações idealizadas de alta resolução [49], para modelar as flutuações esperadas em modelos de retroalimentação episódica, a conclusão foi que para resolver o problema TBTF é necessária uma quantidade de energia que ultrapassa a disponível em supernovas de galáxias com massas estelares abaixo de  $\sim 10^7 M_{\odot}$ .

Desta forma, é difícil que este problema a pequenas escalas possa ser resolvido pela presença da matéria bariônica.



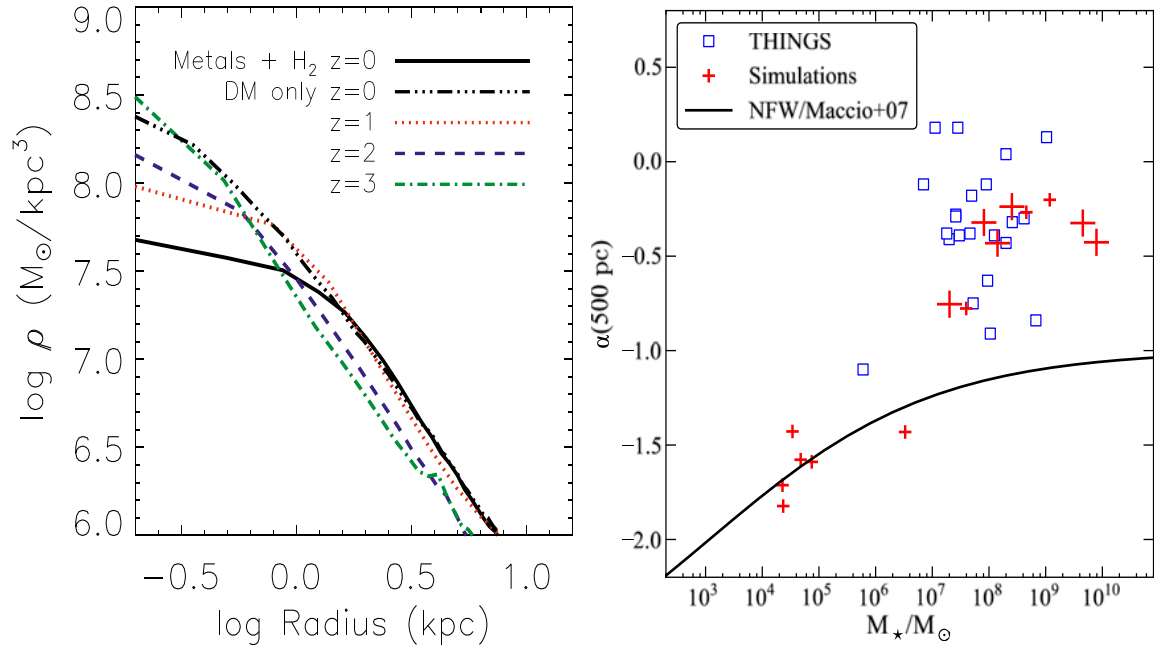


Figura 8 – (Esquerda) Perfis de densidade de matéria escura obtidos de uma simulação de N-corpos sem colisão. Todas as curvas descontínuas mostram a evolução do perfil considerando só a presença de matéria escura. A curva preta sólida mostra o efeito bariônico sobre o perfil do halo CDM quando se incluem dinâmica de gás, formação de estrelas e retroalimentação eficiente. Neste caso, as perturbações do potencial bariônico flutuante achatam o perfil íngreme interno para um perfil com núcleo de densidade quase constante. (Direita) A inclinação logarítmica do perfil de matéria escura  $\alpha$  medida a 0,5 kpc é mostrada em função da massa estelar da galáxia. As cruces são os resultados de múltiplas simulações hidrodinâmicas. Os quadrados representam 22 pontos de dados observacionais medidos para as curvas de rotação das galáxias observadas pelo *HI Nearby Galaxy Survey* (THINGS). A curva preta mostra a estimativa para simulações de matéria escura pura, calculadas a partir de perfis NFW. Figura extraída de [50].

## 2.4.2 Soluções vindo da WDM

Outra solução para os problemas em pequenas escalas pode ser encontrada através da matéria escura morna (WDM- Warm Dark Matter). Este modelo assume que, no Universo primordial quando a formação de estrutura começou, a matéria escura tinha uma dispersão de velocidade maior do que CDM mas não suficientemente grande para ser considerada relativística. Desta forma, a WDM pode apagar as flutuações primordiais em escalas subgalácticas que CDM conserva, permitindo menos agrupamentos de matéria nestas escalas o que leva a perfis de matéria escura menos íngremes. Muitas simulações verificaram a formação da estrutura WDM [51], aliviando, desta forma, o problema *Core-Cusp*.

Embora, alguns problemas de CDM possam ser resolvidos ao ajustar a massa

$m_{WDM}$  à escala dos halos considerados, a WDM não pode atingir as curvas de rotação corretas para todas as galáxias ou em todo o intervalo de massa no qual CDM tem problemas [52]. A WDM parece estar em conflito com as observações dos sistemas de lentes fortes, que mostram evidência de uma fração significativa de subhalos, assim como a existência de pequenos subhalos de  $10^8 M_\odot$  [53–55]. WDM também suprime as flutuações primordiais em pequenas escalas, alterando a estrutura predita do *Lyman- $\alpha$  forest* de absorção [56]. Embora existam algumas incertezas nas simulações numéricas e nos dados vindo das observações, parece claro que o modelo WDM não resolve o problema *Core-Cusp* e o MSP [39] se este for simultaneamente, consistente com as observações de subestrutura e do *Lyman- $\alpha$  forest*.

### 2.4.3 Soluções vindo da SIDM

As simulações numéricas da formação de estruturas de CDM prevêm uma alta concentração de massa em regiões internas de halos e subhalos de matéria escura, assim como um número de subestruturas muito grande, algumas delas com excessiva densidade, mostrando uma clara incompatibilidade com a dinâmica observada. Para resolver estas discrepâncias, outra alternativa considera que CDM tem a propriedade de interagir fracamente com os bárions enquanto ao mesmo tempo pode auto-interagir fortemente em dispersões elásticas. Neste cenário, temos então a matéria escura auto-interagente SIDM [4].

As simulações mostram que existe uma região de massa e seção de choque de auto-interação na qual a SIDM pode produzir perfis de matéria escura que concordam com as observações [57–59]. Isso ocorre porque neste cenário as dispersões elásticas nas densas regiões internas dos halos, acontecem com tanta frequência que eventualmente redistribuem a energia entre as partículas criando um perfil nucleado, isotérmico e de densidade aproximadamente constante nos halos [60]. Algumas simulações cosmológicas que consideram a razão entre a seção de choque pela massa de  $0.1\text{--}0.5 \text{ cm}^2/\text{g}$ , mostram que este mecanismo de dispersão resolve o problema de *Core-Cusp* em galáxias anãs, galáxias de tamanho da Via Láctea e em aglomerados de galáxias [58, 59, 61, 62].

Uma importante consequência, em pequenas escalas, vindo das dispersões causadas pelas auto-interações fortes, é que nas regiões internas dos halos onde a densidade de matéria é maior, a matéria escura pode se aniquilar em partículas conhecidas do modelo padrão [63]. Portanto, isso diminui o número de partículas de matéria escura nestas regiões centrais da estrutura, reduzindo também o potencial gravitacional. Este potencial menos intenso, provoca que as partículas de matéria escura, não aniquiladas ainda, sejam redistribuídas para órbitas mais externas, levando a um conseqüente achatamento do perfil de densidade do halo, enquanto que as estruturas em grandes escalas se mantêm inalteradas.

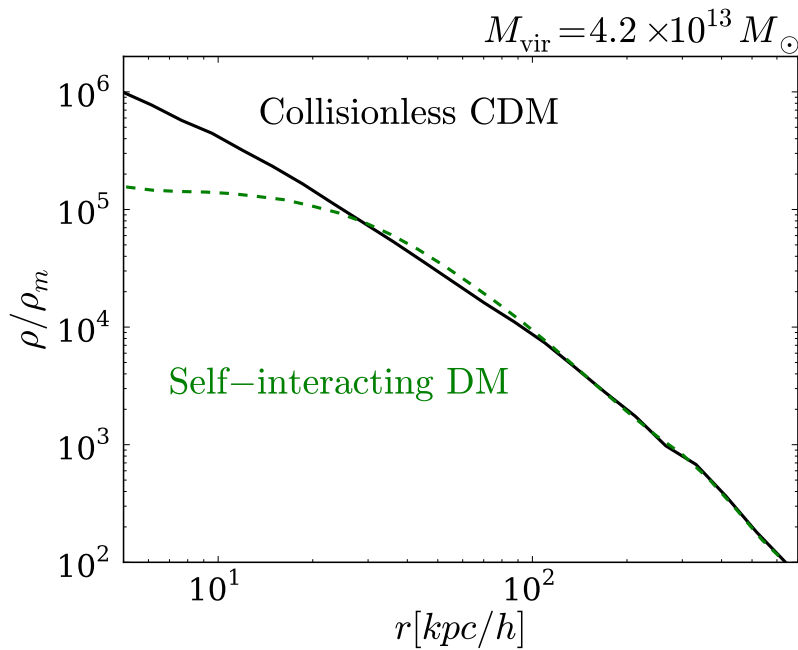


Figura 9 – Halo tipo Vía Láctea, com  $M = 4,2 \times 10^{13} M_{\odot}$ , simulado em CDM e mostrado no painel esquerdo. Um halo em SIDM com uma seção de choque de auto-interação de  $1 \text{ cm}^2/g$  é indicado no painel direito. Claramente SIDM produz uma estrutura e subestrutura muito similar a CDM, mas SIDM prediz um halo com uma densidade central menor e um núcleo mais redondo, produzido pela presença das dispersões as quais são mais prováveis na região interna do halo [58]. Uma comparação dos perfis de densidades de um halo em CDM e SIDM é apresentada no painel abaixo, a curva verde descontínua mostra que para SIDM se obtêm um perfil mais achatado. Figura extraída de [3].

Dois halos simulados sob as mesmas condições iniciais em CDM sem colisão e em SIDM, são mostrados na Fig.9 comparando seus perfis de estrutura e densidade. No cenário SIDM (direita), a dispersão elástica nas regiões internas do halo, onde as partículas

de matéria escura experimentam muitas colisões, torna o perfil de densidade mais achatado, obtendo-se um núcleo mais redondo e com menor densidade do que no cenário CDM (esquerda). A comparação dos perfis de densidade de um halo CDM e um halo SIDM com massa  $M = 4.2 \times 10^{13} M_{\odot}$  é mostrada no painel abaixo. É evidente o efeito final das dispersões elásticas vindo das auto-interações, produzindo um núcleo com densidade quase constante. Desta forma, a existência de SIDM parece ser uma opção razoável como possível solução das controvérsias em pequenas escalas do modelo cosmológico padrão. Isto mostra a importância de SIDM e motiva nosso trabalho em testar modelos de SIDM que permitem resolver ou aliviar os problemas de CDM em pequenas escalas.

#### 2.4.4 Testando Modelos de Matéria Escura

Nosso trabalho busca testar modelos de SIDM usando resultados do experimento SK [5]. Entre outros objetivos este experimento busca detectar neutrinos resultantes da aniquilação de matéria escura no centro do Sol. Fazemos uma análise similar ao realizado para os resultados do telescópio de neutrinos IceCube na configuração de 79-cabos [64]. Nesta análise foi considerada matéria escura com auto-interações fortes e seção de choque de auto-interação independente da velocidade relativa entre as partículas de matéria escura, seguido por outra análise onde esta seção de choque é dependente da velocidade [65]. As análises nestes trabalhos, assim como no nosso, estão baseadas nos resultados obtidos em medições com telescópios de neutrinos os quais formam parte da busca indireta de matéria escura.

Os telescópios de detecção indireta de matéria escura, detectam os múons induzidos de neutrinos produzidos pela aniquilação de matéria escura em objetos astrofísicos como a Terra, o Sol e o centro da galáxia. No caso de Sol, as partículas de matéria escura do halo galáctico podem interagir com os núcleos dos átomos no Sol ao atravessá-lo. Consideramos que estas interações se dão através da força fraca e que uma fração delas permitem que as partículas percam energia suficiente para que sua velocidade seja menor do que a necessária para escapar do potencial gravitacional do Sol. Desta forma, estas são capturadas no Sol e chegam até seu núcleo. No núcleo do Sol, elas podem se aniquilar e gerar neutrinos como um dos produtos de sua aniquilação.

Dada a baixa seção de choque de interação dos neutrinos, estes atravessam o Sol propagando-se até a Terra. Aí, podem interagir próximo ao detector através de interações de corrente carregada, produzindo léptons que podem ser detectados. Estes léptons, em particular os múons, geram radiação Cherenkov ao se mover com uma velocidade maior do que a luz no meio dentro do detector. A partir disso, é possível reconstruir a trajetória do múon entrante assim como sua energia, bem como a trajetória e energia do neutrino mãe. No próximo capítulo, descrevemos a captura de matéria escura no Sol e sua eventual aniquilação devido às auto-interações entre suas partículas.

## 3 Taxas de Captura e Aniquilação de WIMPs no Núcleo do Sol

Dado que nosso trabalho trata da detecção indireta de matéria escura, através da busca por um excesso no sinal de neutrinos produzidos nas aniquilações de matéria escura, é indispensável determinar a taxa de captura destas partículas tanto pelas interações com os núcleos no Sol como pelas auto-interações que ocorrem entre as partículas passando pelo Sol com as já capturadas. Na sequência é necessário determinar, também, a taxa com a qual as partículas de matéria escura se aniquilam em pares no núcleo solar.

Neste trabalho consideramos o Sol como a fonte de neutrinos produzidos pelas aniquilações de partículas de matéria escura capturadas no seu núcleo. Portanto, ao longo deste capítulo, expomos o processo de captura e aniquilação destas partículas no núcleo do Sol. Consideramos o grupo de candidatos com as propriedades de interação fraca com a matéria conhecida e massivos, ou seja, os “Weakly Interacting Massive Particle” (WIMPs). A seguir descrevemos nosso cálculo para determinar a taxa total de captura de WIMPs considerando basicamente dois termos: O primeiro, devido às interações de WIMPs com os núcleos dos átomos presentes no Sol e o segundo, devido às auto-interações dos WIMPs no núcleo do Sol. Ao se concentrarem no núcleo do Sol, passam a se aniquilar e, portanto, também calculamos sua taxa de aniquilação. Com estas taxas podemos conhecer a variação temporal do número de WIMPs presentes no núcleo solar, a qual apresentamos no final do capítulo. Descrevemos estas seções das taxas de capturas seguindo um processo análogo ao mostrado em [66–68].

### 3.1 Taxa de Captura de WIMPs por Interações com os Núcleos no Sol

Antes de descrevermos nosso cálculo da taxa de captura dos WIMPs, lembramos que supomos que as interações dos WIMPs com os núcleos no Sol se dá através da interação fraca. Consideremos a captura de WIMPs por uma casca esférica de matéria no Sol, de raio  $r$  e largura  $dr$ , sendo  $v(r)$  a velocidade de escape da casca. Consideramos também, uma distribuição de velocidades dos WIMPs dada por  $f(\vec{u})d^3\vec{u}$ , longe do efeito do campo gravitacional gerado pela casca. Seja  $P_v^-(w)$  a probabilidade por unidade de tempo com que um WIMP com velocidade  $w$  é espalhado adquirindo desta forma uma velocidade menor que  $v$  quando interage com um núcleo. Nesta superfície  $f(u) = 4\pi u^2 f(\vec{u})$  e o número de WIMPs que entram em um diferencial de área  $d\hat{S}$ , com velocidade entre  $u$  e

$u + du$  é:

$$f(\vec{u})d^3u(\vec{u} \cdot \hat{n})dS = \frac{1}{4}f(u)udud\cos^2\theta, \quad \text{com } 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}, \quad (3.1)$$

sendo  $\theta$  o ângulo entre o diferencial de área  $d\hat{S}$  e os WIMPs incidentes. Fazendo uma mudança de variáveis, usamos o momento angular por unidade de massa  $J = rusen\theta$ , tal que

$$J^2 = r^2u^2sen\theta = r^2u^2(1 - \cos^2\theta) \Rightarrow \cos^2\theta = 1 - \frac{J^2}{r^2u^2}, \quad (3.2)$$

resultando em

$$dud(\cos^2\theta) = \left| \frac{\partial(\cos^2\theta, u)}{\partial(u, J)} \right| dudJ = \frac{dudJ^2}{u^2r^2}. \quad (3.3)$$

Integrando sobre a área total da superfície esférica, o número total de WIMPs que entram na região por unidade de tempo é

$$\pi f(u) \frac{du}{u} dJ^2. \quad (3.4)$$

Se um WIMP tem uma velocidade  $u$  no infinito, na casca esférica terá uma velocidade  $w = (u^2 + v^2)^{1/2}$ . Para se produzir a captura do WIMP, ele deve diminuir sua velocidade para um valor menor do que  $v$  depois da interação. A probabilidade para que isto ocorra é dada por:

$$P_v^-(w) \frac{dl}{w}, \quad (3.5)$$

na qual

$$\frac{dl}{w} = \frac{dr}{\cos\theta} = \frac{1}{w} \frac{dr}{\sqrt{1 - (\frac{J}{rw})^2}} 2H(rw - J), \quad (3.6)$$

é o tempo para o WIMP passar pela casca e o termo  $2H(rw - J)$  se deve à possibilidade do WIMP passar duas vezes pela superfície, sendo  $H$  a função unitária de Heaviside. Usando as Eqs.(3.4), (3.5) e (3.6), obtemos o número de WIMPs capturados na sua passagem pela casca esférica

$$2\pi \frac{f(u)}{u} dudr P_v^-(w) \frac{1}{w} \int dJ^2 \frac{H(rw - J)}{\sqrt{1 - (\frac{J}{rw})^2}}. \quad (3.7)$$

Integrando em  $J$ , obtemos

$$4\pi r^2 dr \frac{f(u)du}{u} w P_v^-(w). \quad (3.8)$$

Portanto, a taxa total de WIMPs capturados no diferencial de volume da casca é

$$\frac{d\Gamma_c}{dV} = \int_0^\infty du \frac{f(u)}{u} w P_v^-(w) \quad (3.9)$$

Considerando que a casca de matéria no Sol é constituída por núcleos de massa  $m_N$  com densidade numérica  $n$ , a energia transferida do WIMP ao núcleo na interação é expressa por  $\Delta E = \frac{m_\chi^2 m_N}{(m_\chi + m_N)^2} w^2 (1 - \cos\theta')$ , sendo  $\theta'$  o ângulo de espalhamento no centro do referencial de momento e  $m_\chi$  a massa dos WIMPs. Tomando os valores extremos de  $\cos\theta'$ , obtemos o intervalo para a fração de energia transferida, expresso por

$$0 \leq \frac{\Delta E}{E} \leq 4 \frac{\mu}{(\mu + 1)^2}. \quad (3.10)$$

Para que um WIMP seja capturado é preciso que ele perca energia suficiente como para que sua velocidade final, depois da interação, seja menor do que a velocidade de escape  $v$  no ponto de interação; portanto, a fração de energia deve satisfazer a condição

$$\frac{w^2 - v^2}{w^2} = \frac{u^2}{w^2} \leq \frac{\Delta E}{E} \leq 4 \frac{\mu}{(\mu + 1)^2}, \quad (3.11)$$

onde  $\mu = m_\chi/m_N$ . Dado que o espalhamento WIMP-núcleo é isotrópico então a distribuição de energia transferida é uniforme em todo o intervalo, assim temos que a razão, entre os dois intervalos acima, dá a probabilidade de que o WIMP perca a energia necessária na interação a fim de ser capturado, portanto temos

$$\frac{(\mu + 1)^2}{4\mu} \left( \frac{4\mu}{(\mu + 1)^2} - \frac{u^2}{w^2} \right) H \left( \frac{4\mu}{(\mu + 1)^2} - \frac{u^2}{w^2} \right). \quad (3.12)$$

A presença da função de Heaviside garante a ordem correta dos valores extremos do intervalo. O produto desta probabilidade condicional com a taxa total de espalhamento  $\sigma n w$  dá  $P_v^-(w)$ , que é a taxa de probabilidade com que o espalhamento de WIMPs reduzirá a velocidade  $w$  para valores menores do que  $v$ , assim

$$P_v^-(w) = \frac{\sigma n}{w} \left( v^2 - \frac{(\mu - 1)^2}{4\mu} u^2 \right) H \left( v^2 - \frac{(\mu - 1)^2}{4\mu} u^2 \right). \quad (3.13)$$

Consideramos uma distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann, para os WIMPs, dada por

$$f(u) du = 4n_\chi \pi^{-\frac{1}{2}} x^2 \exp(-x^2) dx, \quad (3.14)$$

com  $n_\chi$  sendo a densidade numérica dos WIMPs e  $x$  a velocidade adimensional

$$x^2 \equiv \frac{m_\chi}{2kT_\chi} u^2, \quad (3.15)$$

onde  $T_\chi$  é a temperatura dos WIMPs. Aqui a velocidade quadrática média é  $\bar{v}_\chi^2 = \frac{3kT_\chi}{m_\chi}$ , portanto,  $x^2 = \frac{3u^2}{2\bar{v}_\chi^2}$ .

Até agora, temos desenvolvido nosso cálculo considerando que a velocidade do Sol em relação ao halo de matéria escura na galáxia é nula, mas considerando-o em movimento, nós usamos a seguinte distribuição de velocidades em lugar da Eq.(3.14)

$$f_\eta(u) = f(u) \exp(-\eta^2) \frac{\sinh(2x\eta)}{2x\eta}, \quad (3.16)$$

aqui definimos  $\eta$  como a velocidade adimensional do Sol expressa por

$$\eta^2 \equiv \frac{m_\chi}{2kT_\chi} v_\odot^2, \quad (3.17)$$

onde  $v_\odot = 220\text{km/s}$  é a velocidade do Sol em seu movimento na galáxia. Definindo

$$Z^2 \equiv \frac{3v^2}{2\bar{v}_\chi^2} \frac{4\mu}{(\mu-1)^2} = x^2 \frac{4\mu}{(\mu-1)^2}, \quad (3.18)$$

podemos reescrever a Eq.(3.13) da forma

$$P_v^-(w) = \frac{1}{w} \frac{\sigma n v^2}{Z^2} (Z^2 - x^2) H(Z - x). \quad (3.19)$$

Com esta taxa de probabilidade de captura e a distribuição de velocidade de Maxwell-Boltzmann dada pela Eq.(3.14), podemos integrar a Eq.(3.9) em  $x$  para obter

$$\frac{d\Gamma_c}{dV} = \left(\frac{6}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \sigma n n_\chi \bar{v}_\chi \frac{v^2}{\bar{v}_\chi^2} \left[1 - \frac{1 - \exp(-Z^2)}{Z^2}\right], \quad (3.20)$$

enquanto que se usarmos a Eq.(3.16) que leva em conta a velocidade relativa do Sol, obtemos



$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma_c}{dV} &= \left(\frac{6}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \sigma n n_\chi \bar{v}_\chi \frac{v^2}{\bar{v}_\chi^2} \frac{1}{2\eta Z^2} \\ &* \left[ \left( Z_+ Z_- - \frac{1}{2} \right) [\xi(-\eta, \eta) - \xi(Z_-, Z_+)] + \frac{1}{2} Z_+ e^{-Z_-^2} - \frac{1}{2} Z_- e^{-Z_+^2} - \eta e^{-\eta^2} \right] \end{aligned} \quad (3.21)$$

aqui,  $Z_\pm \equiv Z \pm \eta$  e a função  $\xi$  é definida como

$$\xi(a_1, a_2) \equiv \int_{a_1}^{a_2} \exp(-y^2) dy = \sqrt{\frac{\pi}{4}} [\operatorname{erf}(a_2) - \operatorname{erf}(a_1)], \quad (3.22)$$

Integrando sobre todo o volume do Sol, obtemos a taxa total de captura.

$$\Gamma_c = \int_0^{R_\odot} 4\pi r^2 \frac{d\Gamma_c(r)}{dV} dr, \quad (3.23)$$

na qual  $R_\odot$  é o raio do Sol. Para uma estimativa mais precisa desta taxa devemos levar em consideração a distribuição e composição de todos os diferentes elementos que compõem o Sol. Com isto [68], a taxa de captura no Sol, toma a forma

$$\begin{aligned} \Gamma_c^{SI} &= 4.8 \times 10^{24} s^{-1} \times \frac{\rho_\chi}{0.3 \text{ GeV/cm}^3} \times \frac{270 \text{ km/s}}{\bar{v}_\chi} \times \frac{\text{GeV}}{m_\chi} \\ &\times \sum_i \left[ F_i(m_\chi) \left( \frac{\sigma_{\chi N_i}}{10^{-40} \text{ cm}^2} \right) f_i \phi_i S(m_\chi/m_{N_i}) \left( \frac{\text{GeV}}{m_{N_i}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3.24)$$

A soma é sobre todos os elementos  $i$  no Sol,  $m_{N_i}$  é a massa do núcleo destes elementos,  $\rho_\chi$  é a densidade local de WIMP,  $\bar{v}_\chi$  é a dispersão de distribuição de velocidade e  $m_\chi$  a massa de matéria escura.  $F_i(m_\chi)$  representa a supressão do fator de forma da captura de WIMP pela interação com um núcleo com massa  $m_{N_i}$ , este fator é relevante quando a massa  $m_\chi$  é próxima à massa  $m_{N_i}$ .  $\sigma_{\chi N_i}$  representa a seção de choque de interação escalar WIMP-núcleo,  $f_i$  é a fração de massa do elemento  $i$  sobre a soma de todos os elementos,  $\phi_i$  descreve a distribuição do elemento  $i$  no Sol e  $S(m_\chi/m_{N_i})$  é o fator de supressão cinemática de captura de WIMP pelo núcleo  $N_i$ .

Para cada elemento,  $F_i(m_\chi)$  é dado pela expressão [68]

$$F_i(m_\chi) = F_i^{inf} + (1 - F_i^{inf}) \exp \left[ - \left( \frac{\log m_\chi}{\log m_c^i} \right)^{\alpha_i} \right], \quad (3.25)$$

que para o caso do Hidrogênio é  $F_H(m_\chi) = 1$ . Os valores dos parâmetros de ajuste  $F_i^{inf}$ ,  $\alpha_i$  e de  $m_c^i$  são mostrados na Tabela 1.

Elemento	$m_c^i(\text{GeV})$	$F_i^{inf}$	$\alpha_i$
He	18.2	0.986	1.58
C	61.6	7.88	2.69
N, O, Ne	75.2	0.613	2.69
Mg, Si	71.7	0.281	2.97
S	57.0	0.101	3.1
Fe	29.3	0.00677	3.36

Tabela 1 – Parâmetros para o fator de forma de supressão. Tabela extraída de [68].

Por outro lado, o fator de supressão cinemática  $S(m_\chi/m_{N_i})$  é expresso por

$$S(m_\chi/m_{N_i}) = \left( \frac{A^b}{1 + A^b} \right)^{\frac{1}{b}}, \quad (3.26)$$

com

$$A = \frac{3}{2} \frac{q}{(q-1)^2} \frac{\langle v_{esc} \rangle^2}{\bar{v}^2}, \quad (3.27)$$

aqui  $\langle v_{esc} \rangle^2 = 1156 \text{ km/s}$  é a velocidade média de escape do Sol,  $b = 1.5$  e  $q = m_\chi/m_{N_i}$ . Das equações anteriores vemos que quando a massa do WIMP difere muito da massa nuclear ( $m_\chi \gg m_{N_i}$  ou  $m_\chi \ll m_{N_i}$ ),  $S(q) \rightarrow 0$ , isto significa que a captura é cinematicamente suprimida. No caso quando  $m_\chi \approx m_{N_i}$  temos que  $S(q) \rightarrow 1$  e não há supressão. Para a seção de choque de dispersão  $\sigma_{\chi N_i}$  a expressão é a seguinte

$$\sigma_{\chi N_i} = A_i^2 \left( \frac{m_{\chi N_i}}{m_{\chi n}} \right)^2 \sigma_{\chi n}. \quad (3.28)$$

Nesta expressão  $A_i$  é o número da massa atômica do elemento  $i$ ,  $m_{\chi N_i}$  e  $m_{\chi n}$  são as massas reduzidas de WIMP-núcleo e WIMP-núcleon. Os valores para as quantidades  $A_i$ ,  $\phi_i$  e  $f_i$  são listados na Tabela 2. Quando as interações dos WIMPs com a matéria bariônica

Elemento	$A_i$	$f_i$	$\phi_i$
H	1	0.7352	3.16
He	4	0.2485	3.4
C	12	$2.36 \times 10^{-3}$	3.23
N	14	$6.91 \times 10^{-4}$	3.23
O	16	$5.72 \times 10^{-3}$	3.23
Ne	20	$1.25 \times 10^{-3}$	3.23
Mg	24	$7.06 \times 10^{-4}$	3.23
Si	28	$6.63 \times 10^{-4}$	3.23
S	32	$3.08 \times 10^{-4}$	3.23
Fe	56	$1.29 \times 10^{-3}$	3.23

Tabela 2 – Composição solar dos elementos mais abundantes. Tabela extraída de [68, 69].

são dependentes de spin, a taxa de captura é basicamente dada pelas interações com o Hidrogênio e o fator de forma de supressão se reduz a  $S(m_\chi/m_H)$ . Portanto a taxa de captura dependente de spin  $\Gamma_c^{SD}$  é expressa por [68].

$$\Gamma_c^{SD} = 1.3 \times 10^{25} s^{-1} \frac{\rho_\chi}{0.3 GeV/cm^3} \left( \frac{270 km/s}{\bar{v}_\chi} \right) \left( \frac{GeV}{m_\chi} \right) \left( \frac{\sigma_{\chi H}}{10^{-40} cm^2} \right) S(m_\chi/m_H). \quad (3.29)$$

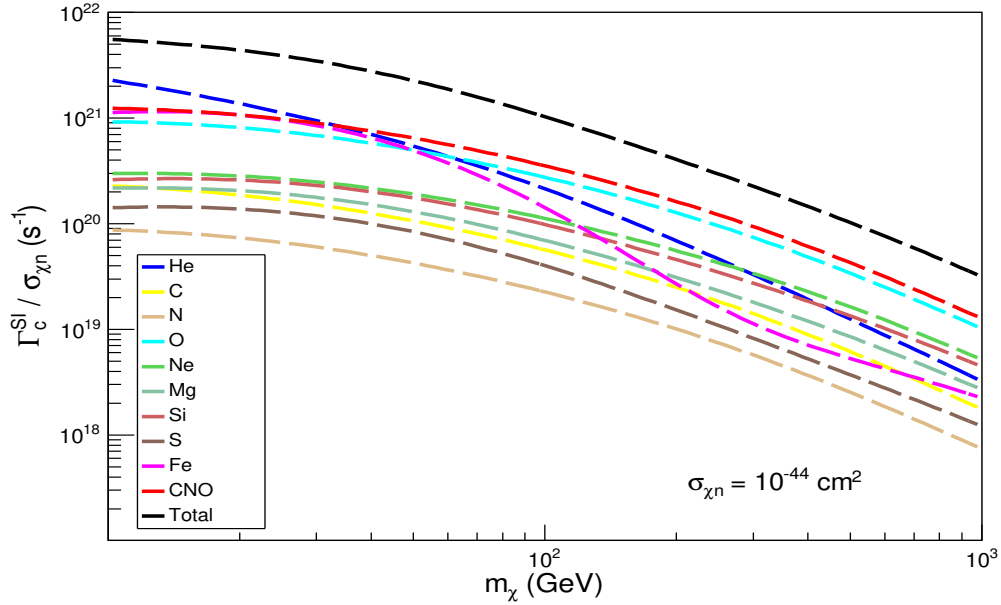


Figura 10 – Curva da taxa total de captura de matéria escura independente de spin no Sol (curva preta), junto com as contribuições vindo dos elementos mais abundantes presentes no Sol. Aqui a taxa de captura é dada como uma função da massa  $m_\chi$ .

Na Fig.10 mostramos a taxa total de captura de WIMPs independente de spin  $\Gamma_c^{SI}$  como função da massa  $m_\chi$  para os dez elementos listados na Tabela 2; também aparecem aqui as contribuições de alguns desses elementos. Estas curvas são obtidas com  $\bar{v} = 270$  km/s,  $\rho_\chi = 0.4$  GeV/cm<sup>3</sup> [70, 71] e  $\sigma_{\chi n} = 10^{-44}$  cm<sup>2</sup>. Na Fig.11 comparamos as taxas de captura total em interações independentes e dependentes de spin  $\Gamma_c^{SI}$  e  $\Gamma_c^{SD}$  como função da massa de WIMPs e independentemente da seção de choque  $\sigma_{\chi n}$ .

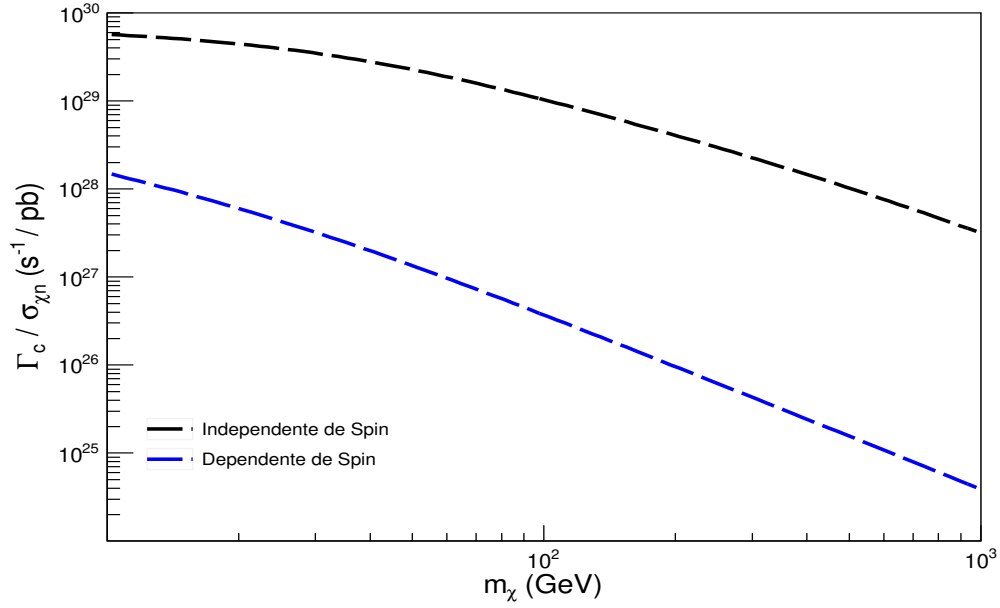


Figura 11 – Comparação das taxas total de captura de WIMPs no Sol em interações independentes e dependentes de spin. A curva para o caso dependente de spin só considera as interações WIMP-Hidrogênio. Ambas curvas são independentes da seção de choque matéria escura WIMP - núcleon e são representadas como função da massa  $m_\chi$ .

### 3.2 Taxa de Captura de WIMPs pelas Auto-interações

Na seção anterior descrevemos como os WIMPs são capturados no Sol ao interagirem com os núcleos dos elementos aí presentes. Ao considerarmos as auto-interações um número adicional de WIMPs serão capturados, devido as interações com os WIMPs já capturados. Esta captura se dá como segue

A fração de energia perdida em uma dispersão na auto-interação se dá no intervalo

$$0 \leq \frac{\Delta E}{E} \leq 1. \quad (3.30)$$

Como antes, para que uma partícula com velocidade  $\omega$  antes da auto-interação seja capturada, ela deve ser dispersada para uma velocidade menor à velocidade de escape  $v(r)$  no ponto da interação, isto significa que a mínima energia perdida deve ser tal que

$$\frac{\omega^2(r) - v^2(r)}{\omega^2(r)} = \frac{u^2}{\omega^2(r)} \leq \frac{\Delta E}{E} \leq 1. \quad (3.31)$$

Se supormos, como na seção anterior, que existe uma distribuição uniforme de perda de energia em todo o intervalo, então, podemos considerar a razão desses intervalos para

obter a probabilidade de que uma partícula WIMP perca suficiente energia na interação. Esta probabilidade é expressa por

$$1 - \frac{u^2}{\omega^2(r)} = \frac{\omega^2(r) - u^2}{\omega^2(r)} = \frac{v^2(r)}{\omega^2(r)}, \quad (3.32)$$

onde usamos a relação  $\omega^2(r) = u^2 + v^2(r)$ . Considerando somente as auto-interações, a probabilidade por unidade de tempo  $P_v^-(\omega)$  é simplesmente o produto da probabilidade condicional dada pela Eq.(3.32) e a taxa total de dispersão  $\sigma_{\chi\chi}n\omega(r)$  sendo  $n$  a densidade numérica de WIMPs no sol e  $\sigma_{\chi\chi}$  a sua seção de choque de auto-interação elástica. Portanto temos que,

$$P_v^-(\omega) = \sigma_{\chi\chi}n \frac{v^2(r)}{\omega(r)}. \quad (3.33)$$

Usando a Eq.(3.9), cuja derivação é análoga neste caso, e a Eq.(3.33) obtemos a taxa de captura diferencial por unidade de volume

$$\frac{d\Gamma_s}{dV} = \int_0^\infty du \frac{f(u)}{u} \omega(r) P_v^-(\omega), \quad (3.34)$$

onde a distribuição de velocidade da matéria escura é novamente expressa pela Eq.(3.16), agora no formato

$$f(x) = \frac{2n_\chi}{\sqrt{\pi}} x^2 e^{-x^2} e^{-\eta^2} \frac{\sinh(2x\eta)}{x\eta}, \quad (3.35)$$

sendo a distribuição de velocidade Maxwell-Boltzmann  $f(u)$  dada pela Eq.(3.14) com  $x^2 = \frac{3}{2} \left(\frac{u}{\bar{v}_\chi}\right)^2$  e  $\eta^2 = \frac{3}{2} \left(\frac{v_\odot}{\bar{v}_\chi}\right)^2$ . Colocando tudo isto na Eq.(3.34) e integrando sobre a velocidade adimensional  $x$  obtemos

$$\frac{d\Gamma_s}{dV} = \sqrt{\frac{3}{2}} n_\chi \sigma_{\chi\chi} n \frac{v^2(r)}{v^2(R_\odot)} \frac{\text{erf}(\eta)}{\eta}. \quad (3.36)$$

Integrando sobre o volume do Sol chegamos à taxa de auto-captura de WIMPs

$$\Gamma_s = \sqrt{\frac{3}{2}} n_\chi \sigma_{\chi\chi} \frac{v^2(R_\odot)}{\bar{v}_\chi} \frac{\text{erf}(\eta)}{\eta} \int_0^{R_\odot} 4\pi r^2 n \frac{v^2(r)}{v^2(R_\odot)} dr. \quad (3.37)$$

Definindo o potencial gravitacional adimensional como  $\hat{\phi} = v^2(r)/v^2(R_\odot)$ , a equação anterior pode ser escrita como

$$\Gamma_s = \sqrt{\frac{3}{2}} n_\chi \sigma_{\chi\chi} \frac{v^2(R_\odot)}{\bar{v}_\chi} \frac{\text{erf}(\eta)}{\eta} \langle \hat{\phi} \rangle N_\chi = C_s N_\chi, \quad (3.38)$$

onde  $C_s$  é

$$C_s = \sqrt{\frac{3}{2}} n_\chi \sigma_{\chi\chi} \frac{v^2(R_\odot)}{\bar{v}_\chi} \frac{\text{erf}(\eta)}{\eta} \langle \hat{\phi} \rangle, \quad (3.39)$$

aqui,  $v(R_\odot) = 617.5 \text{ km/s}$  é a velocidade de escape na superfície do Sol,  $N_\chi$  é o número de partículas capturadas pela interação com os núcleons do Sol e  $\langle \hat{\phi} \rangle \simeq 5.1$  é o potencial gravitacional médio para matéria escura WIMP no Sol.

Na captura devido à auto-interação também é possível que a partícula alvo, que já havia sido capturada, obtenha uma velocidade que lhe permita escapar do potencial do Sol. Para solucionar isto exigimos que  $\frac{\Delta E}{E}$  esteja dentro do intervalo  $\frac{u^2}{\omega^2(r)} \leq \frac{\Delta E}{E} \leq \frac{v^2(r)}{\omega^2(r)}$ . Em outras palavras, a fração de energia perdida do WIMP entrante deve ser suficientemente grande para que a partícula seja capturada, mas não tão grande para permitir que a partícula alvo adquira uma velocidade superior à velocidade de escape no ponto da interação. Este processo poderia levar a uma redução do número de partículas  $N_\chi$  capturadas. A razão entre este novo intervalo e o dado na Eq.(3.31), leva à taxa de probabilidade de captura dada por

$$P_v^-(\omega) = \sigma_{\chi\chi} n \frac{v^2(r) - u^2}{\omega(r)}. \quad (3.40)$$

Se  $v(r) \gg u$  esta taxa de probabilidade de captura se torna

$$P_v^-(\omega) \approx \sigma_{\chi\chi} n \frac{v^2(r)}{\omega(r)}, \quad (3.41)$$

chegando novamente a Eq.(3.33). Portanto, neste caso a modificação obtida em  $P_v^-(\omega)$  não seria relevante. Dado que  $v(r) \gg u$  podemos desconsiderar a Eq.(3.40) na nossa derivação da Eq.(3.38).

As taxas de captura obtidas nas duas últimas seções compõem à taxa total de captura de WIMPs no Sol, expressa por

$$\Gamma_{Total-capt} = \Gamma_c + \Gamma_s. \quad (3.42)$$

Nesta equação, a presença do termo de auto-captura,  $\Gamma_s$ , representa a diferença entre o modelo CDM puro e o CDM que considera a propriedade de auto-interação na matéria escura (SIDM).

Para determinar a variação temporal do número destas partículas no núcleo do Sol é necessário conhecer a rapidez com que elas aniquilam, posto que é este termo que causa uma diminuição em  $N_\chi$ , portanto, calculamos esta taxa na seção seguinte.

### 3.3 Taxa de Aniquilação de WIMPs

Quando os WIMPs são capturados, eles são levados para o núcleo do Sol devido ao potencial gravitacional. Aí, então, ocorre o processo de aniquilação de uma partícula de matéria escura com sua anti-partícula. Como resultado, são produzidas partículas conhecidas do modelo padrão. Com isto haverá uma variação temporal do número  $N_\chi(t)$  de WIMPs presentes no Sol, correspondendo a diferença entre a captura e a aniquilação, essa variação é dada por

$$\frac{dN_\chi(t)}{dt} = \Gamma_c + C_s N_\chi(t) - 2\Gamma_a, \quad (3.43)$$

sendo  $\Gamma_c$  a taxa de captura de WIMPs produzida pelas interações com os núcleos no Sol,  $\Gamma_s = C_s N_\chi$  é a taxa de auto-captura de WIMPs na Eq.(3.38) e  $\Gamma_a$  é a taxa de aniquilação. O fator 2 multiplicando  $\Gamma_a$  está presente devido ao fato de que os WIMPs se aniquilam aos pares. A expressão para  $\Gamma_a$  é

$$\Gamma_a(t) = \frac{1}{2} C_a N_\chi^2(t), \quad (3.44)$$

com  $C_a = \langle \sigma_a v \rangle V_2/V_1^2$ , sendo a média do produto da seção transversal de aniquilação térmica com a velocidade relativa de WIMPs, expressa por  $\langle \sigma_a v \rangle \sim 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$  onde as quantidades  $V_j$  (com  $j = 1, 2$ ) são os volumes efetivos do Sol onde ocorrem as aniquilações [72]. Eles são dados por  $V_j = 2.44 \times 10^{27} \left( \frac{100 \text{ GeV}}{jm_\chi} \right)^{\frac{3}{2}} \text{ cm}^3$  considerando que os WIMPs estão distribuídos termicamente à temperatura nuclear solar  $T = 1.571 \times 10^7 \text{ K}$  [73]. Isto é aceitável se  $m_\chi \gtrsim 10 \text{ GeV}$ , já que para as massas de WIMPs menores a 3 GeV estas partículas evaporam antes de se aniquilarem [74].

Examinamos a solução da Eq.(3.43) em dois casos possíveis. No primeiro, desconsideramos as auto-interações de WIMPs fazendo  $\Gamma_s = 0$ , que corresponde ao caso de CDM padrão sem colisão. Na ausência deste termo a Eq.(3.43) tem como solução

$$N_\chi^{CDM} = \sqrt{\frac{\Gamma_c}{\Gamma_a}} \tanh\left(\sqrt{\Gamma_c \Gamma_a} t\right), \quad (3.45)$$

Vemos que para  $t = 1/\sqrt{\Gamma_c \Gamma_a} = 1/\tau_{eq}$ ,  $N_\chi^{CDM}$  é constante, o que significa que para esta escala de tempo, a taxa de captura está em equilíbrio com a taxa de aniquilação. Assim, esta solução se reduz a

$$N_{\chi,eq}^{CDM} = \sqrt{\frac{\Gamma_c}{\Gamma_a}}. \quad (3.46)$$

Em muitos casos podemos supor que este equilíbrio ocorre num tempo  $\tau_{eq} \ll \tau_{\odot}$ , e o Sol atualmente já teria alcançado este equilíbrio. Neste caso, a taxa de aniquilação é

$$\Gamma_{a,eq}^{CDM} = \frac{1}{2}\Gamma_a (N_{\chi,eq}^{CDM})^2 = \frac{1}{2}\Gamma_c, \quad (3.47)$$

sendo, desta forma, a metade da taxa de captura como é esperado. Também vemos que esta taxa de aniquilação é independente da seção transversal de aniquilação térmica.

No segundo caso consideramos o termo de auto-interação, onde o número de partículas

$$N_{\chi}^{SIDM} = \frac{\Gamma_c \tanh(t/\varrho)}{\varrho^{-1} - \frac{\Gamma_c}{2} \tanh(t/\varrho)}, \quad (3.48)$$

é a solução da Eq.(3.43) e o termo  $\varrho$  é expresso por [75]

$$\varrho = \frac{1}{\sqrt{\Gamma_c \Gamma_a + C_s^2/4}}. \quad (3.49)$$

Uma análise similar ao realizado para o caso anterior  $N_{\chi}^{CDM}$ , mostra que o estado de equilíbrio é obtido para  $t \gg \varrho$  e a solução de equilíbrio pode ser escrita como

$$N_{\chi,eq}^{SIDM} = \frac{C_s}{2\Gamma_a} + \sqrt{\frac{C_s^2}{4\Gamma_a^2} + \frac{\Gamma_c}{\Gamma_a}}. \quad (3.50)$$

Note que esta equação se iguala à Eq.(3.46) quando  $C_s = 0$ . Além disso, quando  $C_s$  é o termo dominante, ou seja, quando  $C_s \gg C_s \Gamma_a$ , o número de WIMPs no Sol é aproximadamente

$$N_{\chi,eq}^{SIDM} \approx \frac{C_s}{\Gamma_a}, \quad (3.51)$$

com uma taxa de aniquilação em equilíbrio dada por

$$\Gamma_{a,eq}^{SIDM} = \frac{1}{2}\Gamma_a (N_{\chi,eq}^{SIDM})^2 \approx \frac{C_s^2}{2\Gamma_a}. \quad (3.52)$$

Vemos que tanto  $N_{\chi,eq}^{SIDM}$  como  $\Gamma_{a,eq}^{SIDM}$  variam com o inverso do coeficiente  $C_a$  contido na taxa de aniquilação  $\Gamma_a$  ou, equivalentemente, são inversamente proporcionais à seção transversal de aniquilação térmica  $\langle \sigma_a v \rangle$ . Isto significa que em modelos SIDM com valores pequenos de  $\langle \sigma_a v \rangle$ , a taxa de aniquilação em equilíbrio será maior. Além disso,



$N_{\chi,eq}^{SIDM}$  e  $\Gamma_{a,eq}^{SIDM}$  são independentes da taxa de captura  $\Gamma_c$  produzida pelas interações de WIMPs com os núcleos no Sol.

Na Fig.12 mostramos a dependência temporal de  $N_\chi$ , com o tempo normalizado à idade do Sol ( $t_\odot$ ), para os dois casos estudados CDM e SIDM, para valores arbitrários da seção de choque de auto-interação  $\sigma_{\chi\chi}$  e da seção de choque  $\sigma_{\chi n}$ . As curvas contínuas correspondem ao caso de CDM sem colisão e as curvas descontínuas ao caso considerando SIDM. Estes gráficos mostram claramente que para um maior valor de  $\sigma_{\chi\chi}$ , um número maior de WIMPs é capturado nos modelos que incluem SIDM do que nos modelos CDM, que não consideram o termo de captura devido à auto-interação. Também, vemos que nos modelos de CDM,  $N_\chi$  se torna estável em tempos maiores, em comparação com SIDM; tanto que no gráfico superior o estado de equilíbrio não é atingido quando  $\sigma_{\chi n} = 10^{-45}$  cm<sup>2</sup>. Além disso, podemos ver que, pela convergência das linhas descontínuas preta e verde e pela proximidade destas com a curva descontínua azul,  $N_\chi$  se torna independente de  $\sigma_{\chi n}$  quando  $\sigma_{\chi\chi}$  é suficientemente grande.

O gráfico inferior mostra que para um valor menor de  $\sigma_{\chi\chi}$ , a contribuição das auto-interações para o número de partículas WIMPs capturadas não difere muito da contribuição vindo de CDM e, em especial, para valores maiores de  $\sigma_{\chi n}$  esta diferença é quase zero. Além do mais, as auto-interações não aceleram a chegada de  $N_\chi$  ao estado estável.

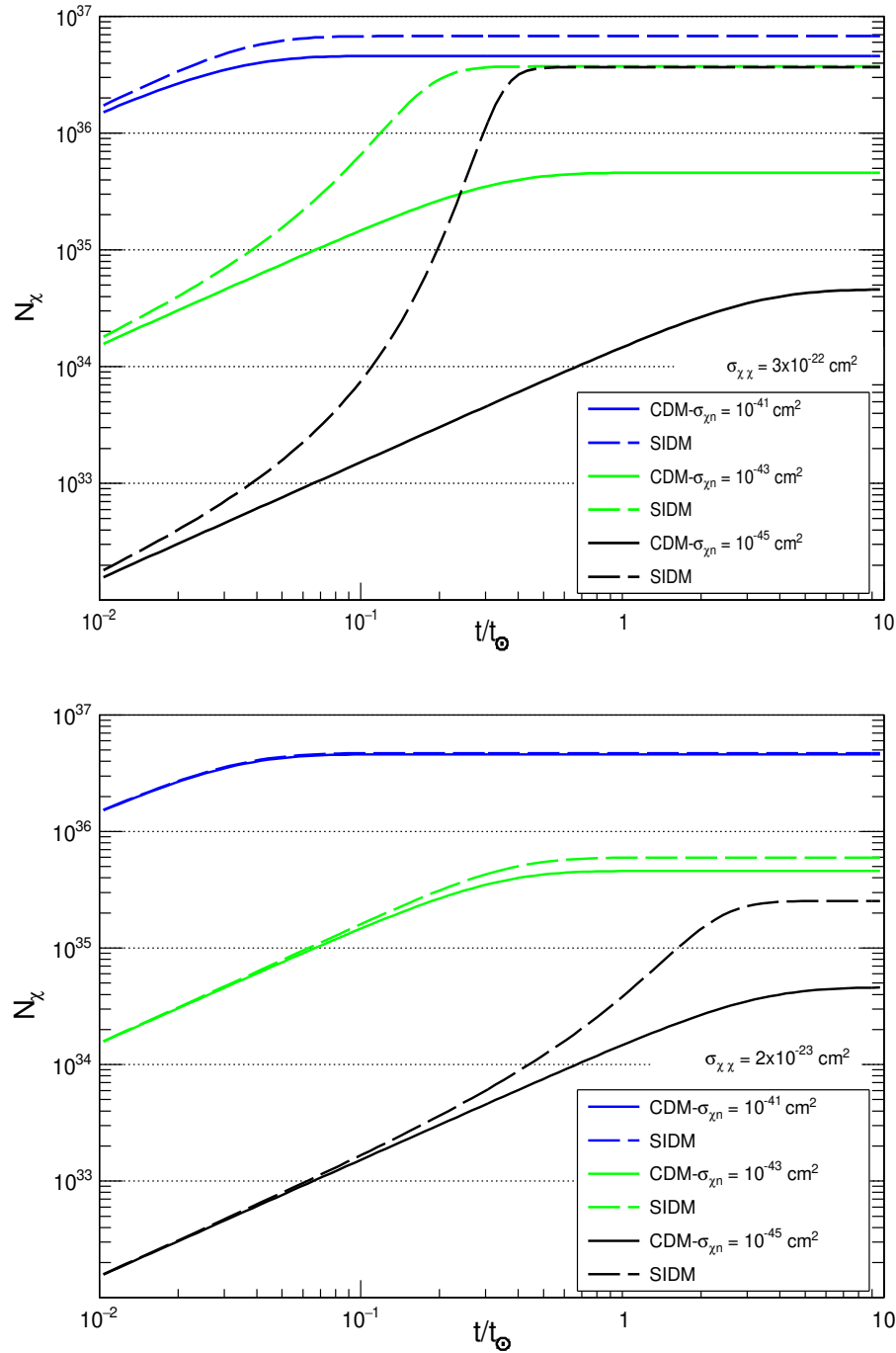


Figura 12 – Evolução temporal do número de partículas WIMPs capturadas no Sol. Aqui o tempo é normalizado à idade do Sol,  $t_\odot$ . O gráfico de cima é para  $\sigma_{\chi\chi} = 3 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$  e o de baixo para  $\sigma_{\chi\chi} = 2 \times 10^{-23} \text{ cm}^2$ .

## 4 Fluxo de Neutrinos Gerados nas Aniquilações de WIMPs no centro do Sol

No capítulo anterior obtivemos a taxa de partículas de matéria escura capturadas no núcleo do Sol, como também a taxa de aniquilação destas em partículas conhecidas. Entre estas partículas produzidas estão os neutrinos, os quais por sua baixa seção de interação com os núcleons, se propagam até a Terra. Nesta eles podem interagir por corrente carregada gerando seus léptons correspondentes, que, por sua vez, serão detectados nos telescópios de neutrinos. Neste capítulo, descrevemos como estes neutrinos saem do Sol e se propagam até o telescópio de neutrinos na Terra. Também, descrevemos as interações de corrente carregada na qual os léptons, que no nosso caso são múons, são gerados, assim como as interações de corrente neutra onde os neutrinos perdem energia.

O processo de aniquilação de WIMPs, a produção e propagação de neutrinos até o detector e o fluxo de múons que entram nele, são simulados usando o pacote de simulação WimpSim 5.0 [76]. Este leva em consideração as interações tanto de corrente carregada como neutra, as oscilações de neutrinos e a regeneração a partir do decaimento do lépton  $\tau$ . Começamos explicando brevemente a estrutura do pacote de simulação WimpSim que usamos aqui e nas seguintes seções descrevemos o detector de neutrino SK e a produção e propagação dos neutrinos. Finalmente obtemos o fluxo de múons que entram no detector o qual usaremos para determinar o número de múons ascendentes no detector SK.

### 4.1 Pacote de Simulação WimpSim 5.0

O pacote de simulação WimpSim 5.0 pode ser encontrado em [76], e consiste em quatro programas **WimpAnn**, `solar_crnu`, `mec_dec` e **WimpEvent**. O programa WimpAnn simula as aniquilações de WIMPs na Terra ou no Sol. Se as aniquilações acontecem no Sol, as interações entre os neutrinos produzidos com os núcleons no Sol são consideradas. A regeneração de neutrinos vindo do decaimento do lépton  $\tau$ , que surge das interações de corrente carregada na viagem de saída à superfície do Sol, é também simulada. Além disso, simula a propagação dos três sabores de neutrinos até 1 AU do Sol, levando em conta suas oscilações no Sol, no vácuo e na Terra, mantendo todas as amplitudes e fases do estado dos neutrinos.

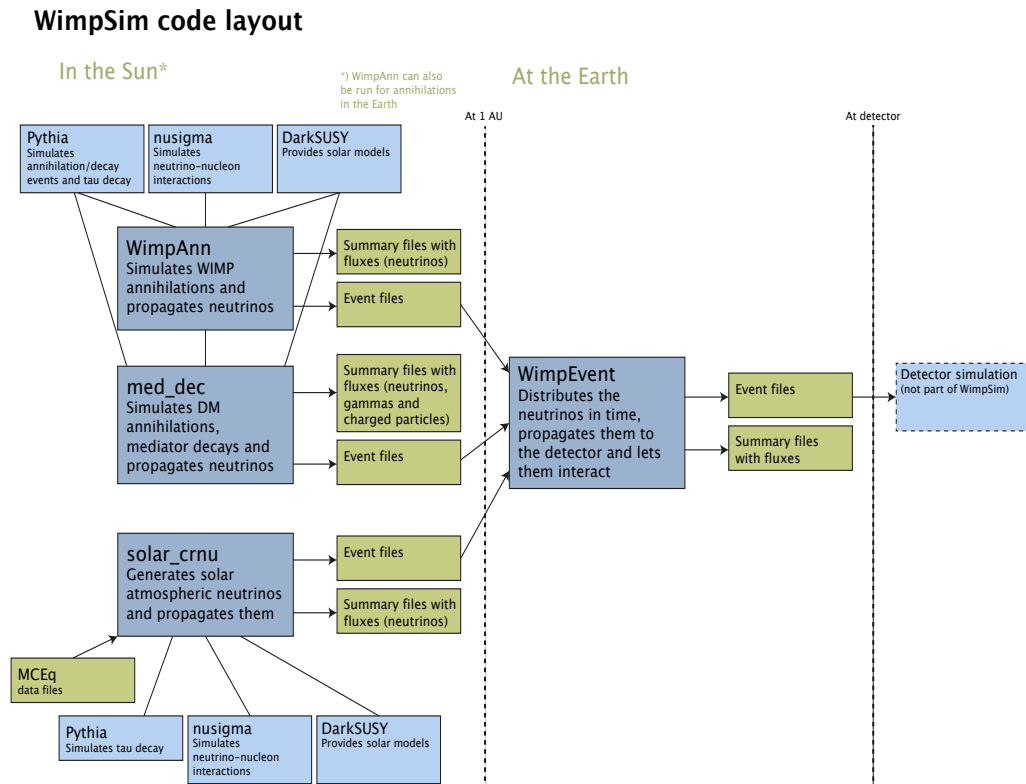


Figura 13 – Desenho geral do WimpSim mostrando as partes que compõem o código. Figura extraída de [76].

Os arquivos de eventos de neutrinos gerados pelo código WimpAnn em 1 AU do Sol, são lidos pelo WimpEvent que coleta os neutrinos e os propaga para um detector particular, considerando sua latitude e longitude como entradas da simulação. WimpEvent simula as interações dos neutrinos com os núcleons da rocha que rodeia o detector e gera, como saída, arquivos com as informações dos léptons produzidos. WimpEvent também produz tabelas com os fluxos de: neutrinos no detector, múons que entram no detector e os chuviscos hadrônicos. Na Fig.13 mostramos um desenho da estrutura geral de WimpSim, com uma breve descrição da função de cada um dos códigos que o compõem.

Na próxima seção, apresentamos uma breve descrição do telescópio de neutrinos Super-Kamiokande que é um detector de busca indireta de matéria escura.

## 4.2 Detector Super-Kamiokande

Os experimentos de detecção indireta tem como objetivo de detectar as partículas produzidas em aniquilações de matéria escura em objetos astrofísicos como, por exemplo, o Sol. No caso em que as partículas produzidas são os neutrinos, telescópios como o IceCube [77] e o SK [78] se valem do fato de que a direção destes neutrinos é conhecida, bem como de que podem interagir por corrente carregada (CC) na Terra. Os léptons

carregados, seriam então, as partículas a serem detectadas.

Estes léptons são detectados através de emissão de luz Cherenkov, que ocorre quando a velocidade  $v$  de uma partícula carregada excede a velocidade da luz no meio. Esta radiação é emitida na direção do movimento da partícula formando um cone com um ângulo de meia abertura  $\theta$  na direção do movimento da partícula (ver Fig.14). O ângulo de abertura  $\theta$  está relacionado com  $v$  pela equação,

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta}, \quad (4.1)$$

onde  $n$  é o índice de refração do meio e tem valor de  $n=1.33$  para água,  $\beta = v/c$  sendo  $c$  a velocidade da luz no vácuo.

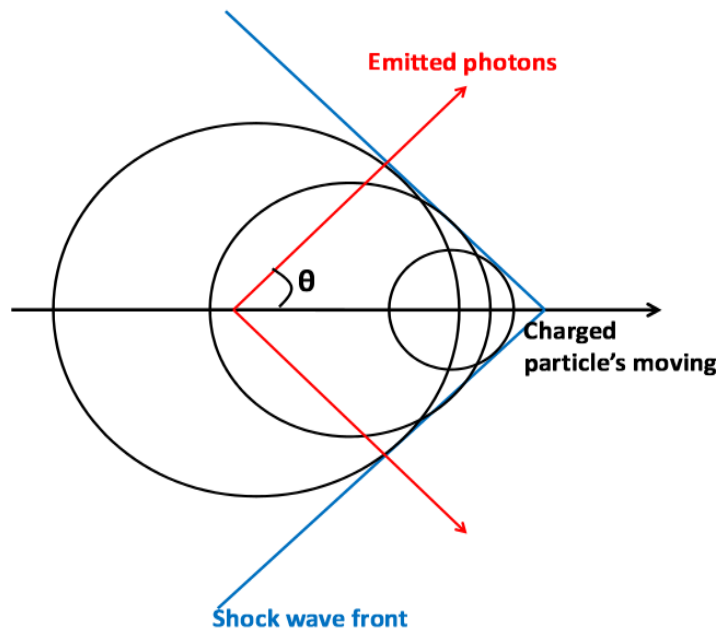


Figura 14 – Esquema do cone de luz Cherenkov gerado por uma partícula carregada com velocidade maior que a velocidade da luz no meio de propagação. Figura extraída de [5].

O SK é um telescópio de neutrinos projetado para estudar neutrinos vindo de diversas fontes como o Sol, a atmosfera, as supernovas, as explosões de raios gama e outras fontes astrofísicas, bem como os neutrinos artificiais produzidos em aceleradores e também da desintegração de prótons, prevista pelas Grandes Teorias Unificadas (GUTs). O SK foi construído entre 1991 e 1995 e começou a operar no primeiro dia de abril de 1996. Está localizado em uma mina em Mozumi em Kamioka, Gifu, Japão, a 1000 m sob a rocha abaixo do pico do Monte Ikenoyama. Foi instalado em uma cavidade cilíndrica com 50 cm de espessura de concreto e coberto hermeticamente com 8 mm de aço inoxidável. O SK é

composto por um tanque cilíndrico de 39,3 m de diâmetro e 41,4 m de altura, contendo 50.000 toneladas de água ultra pura.

O telescópio consiste de duas partes principais, o detector interno (ID- Inner Detector) e o detector externo (OD- Outer Detector). Cerca de 13.000 fotomultiplicadores (ou PMTs) em módulos de metal, como o mostrado na Fig.15, estão instalados na parede do tanque, bem como em suas partes inferior e superior. Os PMTs (ver Fig.16) do SK estão divididos em 11.129 PMTs de 50 cm constituindo o ID e 1.885 PMTs de 20 cm que compõem o OD. O ID é usado para a detecção de partículas, enquanto que o OD serve como veto para os eventos recebidos de fora do detector [79]. Uma visão esquemática do SK é mostrada na Fig.17.

Em seus anos de operação [78], o SK passou por quatro etapas chamadas SKI-IV, que diferem umas das outras basicamente pelo número de PMTs. Para o SKI que operou de abril de 1996 a julho de 2001, 11.146 PMTs foram usados no ID e 1.885 no OD; durante o SKII, de outubro de 2005 a outubro de 2006, usaram 5.182 PMTs no ID; no SKIII, com período de julho de 2006 até agosto de 2008, se utilizaram 1.1129 PMTs no ID e a partir de setembro de 2008 há 1.1129 PMTs no ID do SKIV. O SK pode detectar eventos em uma ampla faixa de energia que vai de 4,5 MeV a mais de 1 TeV.

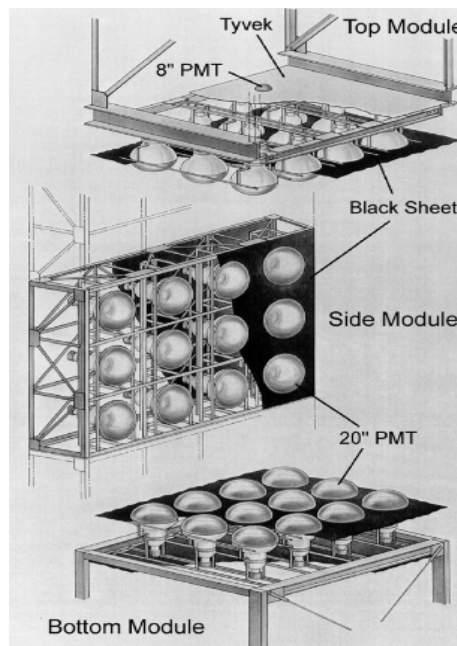


Figura 15 – Diagrama dos módulos que suportam os PMTs do Detector Interno. Figura extraída de [5].

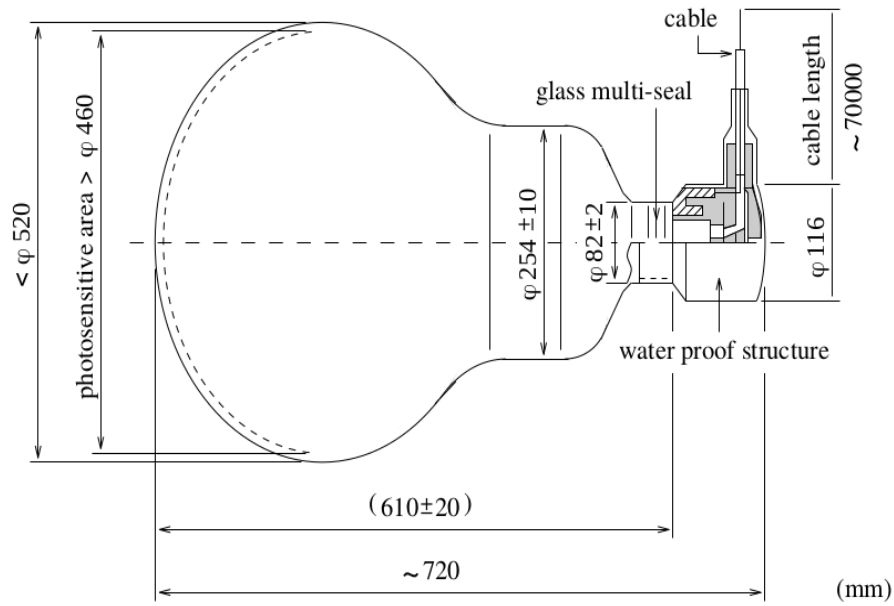


Figura 16 – Visão esquemática de um PMT R3600-5. Figura extraída de [5].

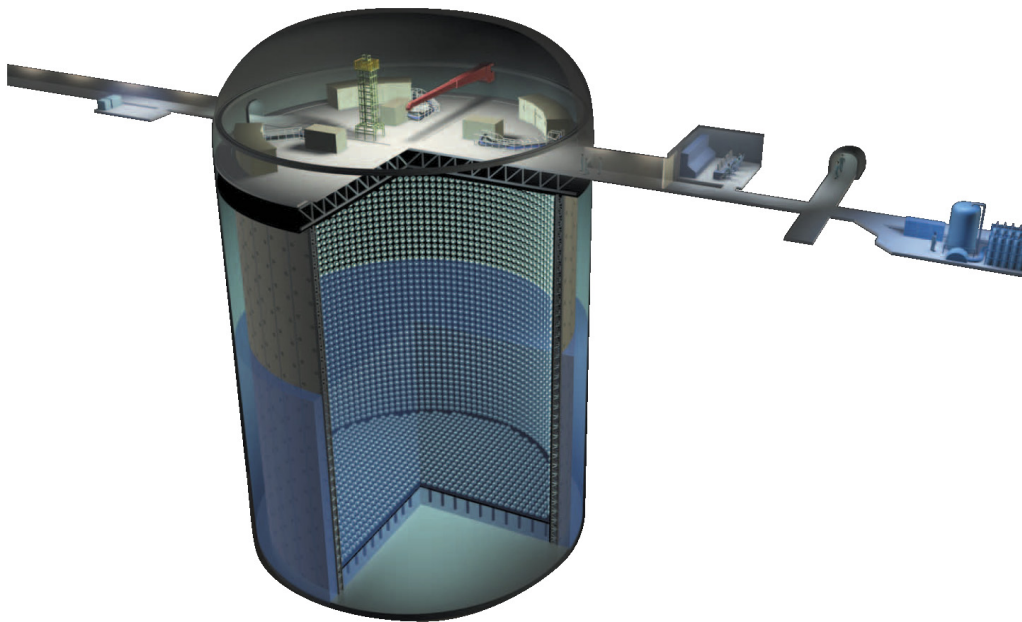


Figura 17 – Esquema do detector de neutrinos Super-Kamiokande parcialmente cheio de água. O corte mostra algumas partes que compõem o Super-K tais como os detectores interno e externo, assim como os PMTs nas paredes do ID. Figura extraída de [80].

### 4.3 Propagação de Neutrinos do Sol até o Detector

Quando os WIMPs presentes no núcleo do Sol se aniquilam, eles geram partículas conhecidas do Modelo Padrão de Partículas como os bósons de gauge  $W^+W^-$  e os  $Z^0Z^0$ , os glúons  $gg$ , os léptons  $\tau^-\tau^+$ ,  $\mu^-\mu^+$ ,  $\nu_l\bar{\nu}_l$  (com  $l = e, \mu, \tau$ ) e os quarks  $d\bar{d}$ ,  $u\bar{u}$ ,  $s\bar{s}$ ,  $c\bar{c}$ ,  $b\bar{b}$  e  $t\bar{t}$ . No WimpSim, cada um destes são canais de aniquilação que podem ser simulados. Em nosso trabalho, usamos os mesmos canais que os analisados pelo SK, os canais  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ , porque isso nos permite comparar nossas estimativas para a taxa de eventos com os resultados obtidos por esta colaboração. É importante salientar que a escolha destes canais se dá porque a aniquilação em  $W^+W^-$  gera os neutrinos mais energéticos, enquanto que em  $b\bar{b}$  os menos energéticos.

O WimpSim usa o código Pythia para simular as aniquilações de WIMPs, a hadronização e decaimento dos produtos das aniquilações para propagar os neutrinos e antineutrinos produzidos. Se define um ponto de criação para cada neutrino supondo que os WIMPs estão distribuídos termicamente no núcleo do Sol. Supondo que o raio onde eles estão é de 1% do raio do Sol, as trajetórias iniciais dos neutrinos são consideradas radiais. Já que WimpSim usa o Modelo Solar Padrão [81], que considera a densidade de elétrons e dos elementos mais abundantes como função do raio do Sol, a distribuição e quantidade de matéria que os neutrinos atravessam em sua propagação à superfície solar é conhecida.

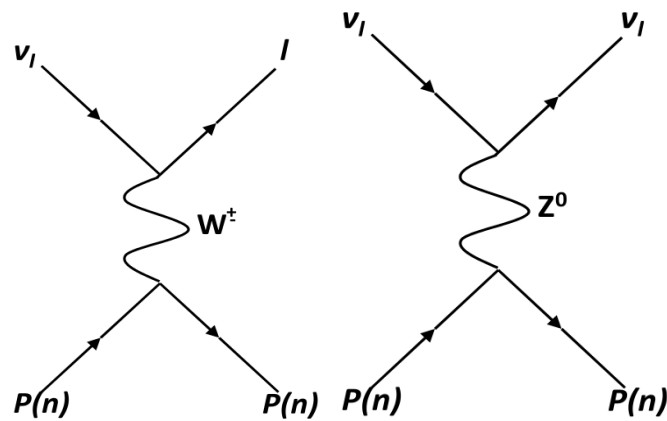


Figura 18 – Diagramas de Feynman da interação de corrente carregada CC (esquerda) e de corrente neutra NC (direita) neutrino-núcleon. Aqui  $l$  representa os léptons ( $e, \mu, \tau$ ). Figura extraída de [5].

As interações dos neutrinos com os núcleons são de dois tipos: as de corrente carregada (CC) e as de corrente neutra (NC). A Fig.18 mostra os diagramas de Feynman correspondentes. Nas interações de CC os neutrinos interagem via  $W^\pm$  e trocam carga com o núcleon alvo. Assim, um lépton carregado é gerado e o sabor do lépton produzido conserva o sabor do neutrino original. No caso de interação NC, os neutrinos interagem



via o bóson  $Z^0$ , onde não há troca de carga mas se obtém o mesmo sabor neutrino com uma energia mais baixa.

As seções de choque das interações CC e NC usam a função de distribuição parton CTEQ6-DIS [82, 83], de forma dependente da energia. No caso de interação CC, se estabelece se o neutrino interage com os núcleons quando ele é propagado até a superfície solar ou no caso da Terra, até o detector. Se a interação é de tipo NC, a perda de energia do neutrino é determinada. Também são considerados a regeneração que surge do decaimento do lépton  $\tau$  e os processos de dispersão perto ou no detector. No final temos as energias e ângulos do lépton final.

Baseado na seção de choque do neutrino com os núcleons, o WimpSim randomiza o ponto de interação dos neutrinos e se esta se dá via CC ou NC. Para CC, ele calcula as probabilidades de produzir os sabores  $\nu_\tau$ ,  $\nu_e$  e  $\nu_\mu$ . Na interação de  $\nu_\tau$  com um núcleon, ocorre o processo de regeneração onde um lépton  $\tau$  decai imediatamente, produzindo mais neutrinos e píons carregados que, por sua vez, produzem múons e  $\nu_\mu$ . Este processo também é calculado pelo Pythia. Se é um  $\nu_e$  ou um  $\nu_\mu$  que interage, um elétron ou um  $\mu$  é produzido. Estes serão absorvidos já que seu tempo de decaimento é grande. Se a interação é do tipo NC, o neutrino simplesmente sofre uma diminuição da sua energia e não existe uma troca de sabor neutrino.

Usamos o pacote WimpEvent para simular a propagação dos neutrinos ao detector, a partir de uma distância de 1 AU, ponto final de propagação pelo WimpAnn. É necessário entrar a longitude e latitude do detector e em que período do ano os eventos ocorrem. Com isto, o WimpEvent calcula a distância exata de propagação entre o Sol e a Terra e também a quantidade de matéria que os neutrinos atravessam até chegar ao detector. O WimpEvent usa o perfil de densidade da Terra [84], que é também necessário para incluir o efeito da matéria nas oscilações.

Dividindo a Terra em faixas de  $0,3\%R_\oplus$  do raio de Terra, WimpEvent propaga os neutrinos até a rocha que rodeia o detector e os projeta a seus auto-valores de sabor. Neste ponto, Nusigma simula as interações com os núcleons perto do detector gerando léptons. Depois de realizar nossas simulações, usamos os arquivos gerados pelo WimpEvent com os fluxos de múons  $\mu^+$  e  $\mu^-$ , dado que estamos interessados em estimar o número de múons ascendentes que entram no detector SK. Estes nos permitirão comparar nossa estimativa com os resultados da colaboração SK.

Finalmente, na Fig.19 apresentamos, como um exemplo, os fluxos dos três sabores de neutrinos em diferentes localizações em sua propagação do núcleo de Sol até o detector. Eles são obtidos simulando aniquilação de matéria escura com massa  $m_\chi = 1000$  GeV, para o período SKIII do SK.

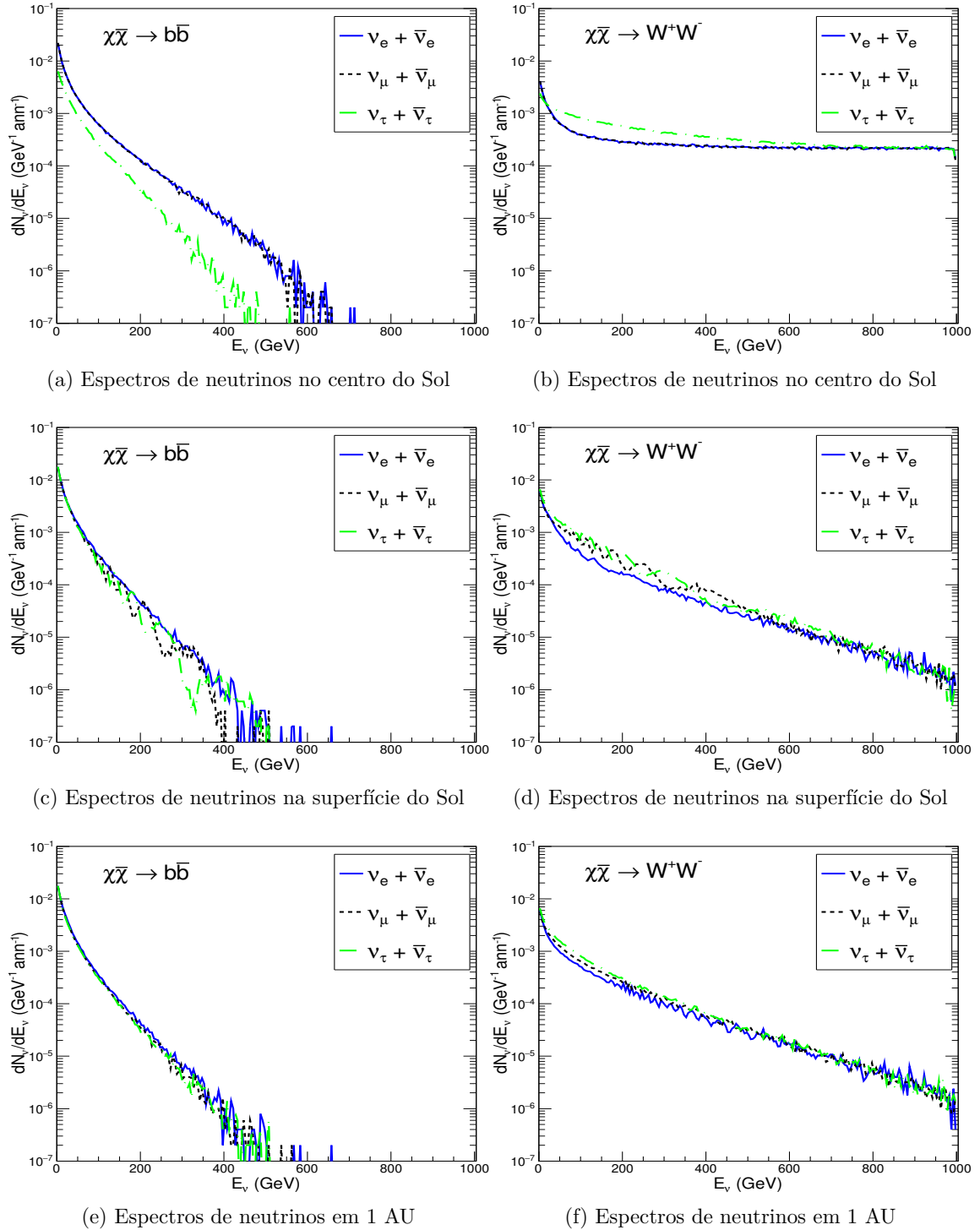
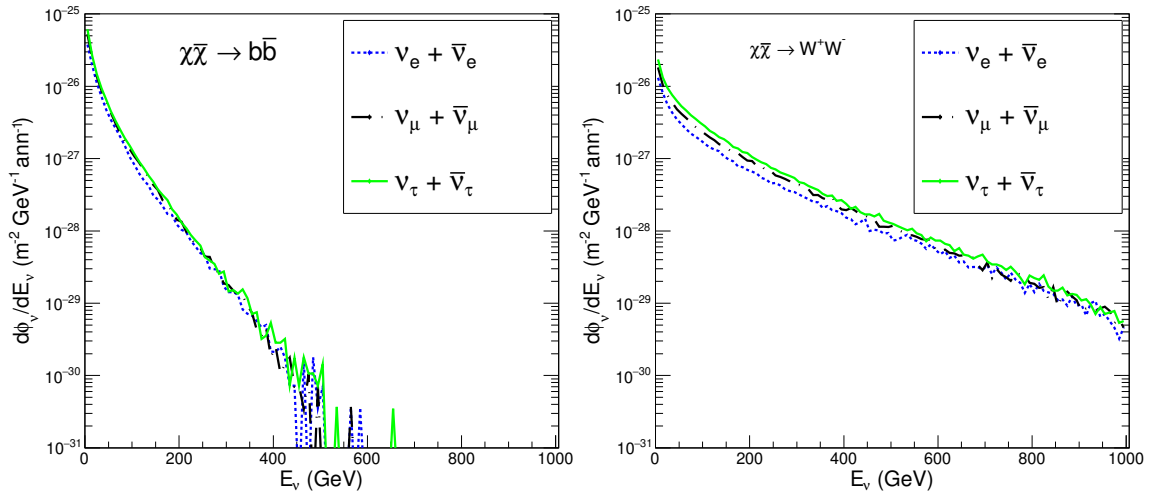


Figura 19 – Espectros simulados para os três sabores neutrino como função da energia dos neutrinos, produzidos pela aniquilação de matéria escura no Sol com massa  $m_\chi = 1000$  GeV. As curvas azul, preta e verde indicam  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$ , respectivamente. A coluna de gráficos na esquerda mostra os espectros no núcleo do Sol, na sua superfície e em 1 AU para o canal  $b\bar{b}$ . A coluna da direita faz o mesmo para o canal  $W^+W^-$ . A simulação foi feita para o período SKIII do SK.

Estes espectros são dados para os três sabores de neutrinos e seus correspondentes anti-neutrinos, no ponto de criação no núcleo do Sol, na sua superfície e em 1 AU, nos canais de aniquilação  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ . Para os espectros no núcleo do Sol, o canal  $b\bar{b}$  mostra que há muitos neutrinos de baixa energia, sendo o sabor tau produzido em menor quantidade em comparação com os sabores múon e elétron os quais tem espectros idênticos. No canal  $W^+W^-$ , por sua vez, obtemos um resultado parecido com a diferença de que há um maior número de neutrinos tau.

Na superfície do Sol, os espectros nos dois canais, tem sua energia degradada dada a interação via NC com os núcleos presentes no Sol. Além disso, as interações via CC do  $\nu_\tau$ , geram neutrinos secundários de menor energia. Também, em interações via CC, muitos  $\nu_e$  de maior energia interagem produzindo elétrons os quais são estáveis. Portanto, há uma diminuição da quantidade de  $\nu_\tau$  e  $\nu_e$ .

Em 1 AU os espectros dos três sabores de neutrinos têm todos a mesma forma, em outras palavras, há igual quantidade de neutrinos para cada sabor em cada um dos canais de aniquilação, portanto, a separação de sabores que ocorre nos espectros no núcleo solar a qual diminuiu na superfície, aqui é suprimida por completo. Isto mostra claramente o efeito das oscilações de neutrinos durante a propagação no vácuo.



(a) Fluxos de neutrinos no detector. Canal  $b\bar{b}$ . (b) Fluxos de neutrinos no detector. Canal  $W^+W^-$

Figura 20 – Fluxo diferencial de neutrinos no detector como função da energia do neutrino, para os três sabores de neutrinos produzidos pela aniquilação de matéria escura no Sol com massa  $m_\chi = 1000$  GeV, nos canais  $b\bar{b}$  (esquerda) e  $W^+W^-$  (direita). As curvas azul, preta e verde indicam  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$ , respectivamente. A simulação foi feita para o período SKIII do SK.

Na Fig.20 apresentamos os fluxos de neutrinos no detector para os três sabores de neutrinos, estes fluxos são simulados com WimpSim para o período SKIII do SK e considerando uma massa de matéria escura WIMP de  $m_\chi = 1000$  GeV. Em interações CC

cada um dos sabores de neutrinos interage com a rocha que rodeia o detector, gerando os correspondentes léptons. No caso do  $\nu_\mu$ , os múons produzidos se propagam dentro do meio do detector que no caso do SK é água. Como descrito anteriormente, estes múons são detectados devido a radiação Cherenkov que geram.

## 5 Testando Modelos SIDM a partir de Resultados do Super-Kamiokande

No capítulo anterior simulamos os fluxos para os três sabores de neutrinos no detector SK, gerados na aniquilação de WIMPs no centro do Sol. Esses neutrinos interagem com os núcleons da rocha, que rodeia o detector, através de interações de corrente carregada CC e neutra NC. Nesta análise estamos interessados no fluxo de múons, produzidos nas interações de CC, dado que os resultados do SK se referem a este sabor de neutrino. A partir de nossas simulações, estimamos a taxa de múons ascendentes no detector e comparamos nossa estimativa com os resultados obtidos pela colaboração SK em sua busca indireta por matéria escura. Seus resultados são, para um tempo de toma de dados de 3109,6 dias nos períodos SKI-SKIII. Dessa comparação, testamos modelos SIDM.

### 5.1 Eventos de Múons Ascendentes em Super-Kamiokande

Para obter os fluxos de múons que entram no detector, simulamos  $10^6$  eventos de aniquilação de matéria escura WIMP no Sol para massas  $m_\chi$  de 10GeV até 10TeV nos canais  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ , para cada um dos períodos SKI, SKII e SKIII, com um total de 3109,6 dias de tempo de aquisição de dados, repartidos em: 1646 dias para SKI, 828 dias para SKII e 635,6 dias para SKIII. Assim, utilizando o fluxo de múons  $\mu^+ + \mu^-$ , determinamos o número esperado de eventos no detector SK, expresso por

$$N_\mu = \Gamma_a t_{exp} \int_{E_{thr}}^E \frac{d\phi_\mu}{dE_\mu} A_{eff}(\theta) dE, \quad (5.1)$$

onde  $\Gamma_a$  é a taxa de aniquilação de WIMPs obtida na Eq.(3.44),  $\frac{d\phi_\mu}{dE_\mu}$  é o diferencial, em energia, do fluxo de múons no detector, obtido no tempo total de aquisição de dados  $t_{exp} = 3109,6$  dias, para cada massa de matéria escura simulada.  $A_{eff}(\theta)$  é a área efetiva do detector calculada como função do ângulo zenital para distintas posições do Sol e determinada pelas trajetórias de múons ascendentes maiores ou iguais que 7m dentro do detector. Esta área efetiva é mostrada na Fig.21.

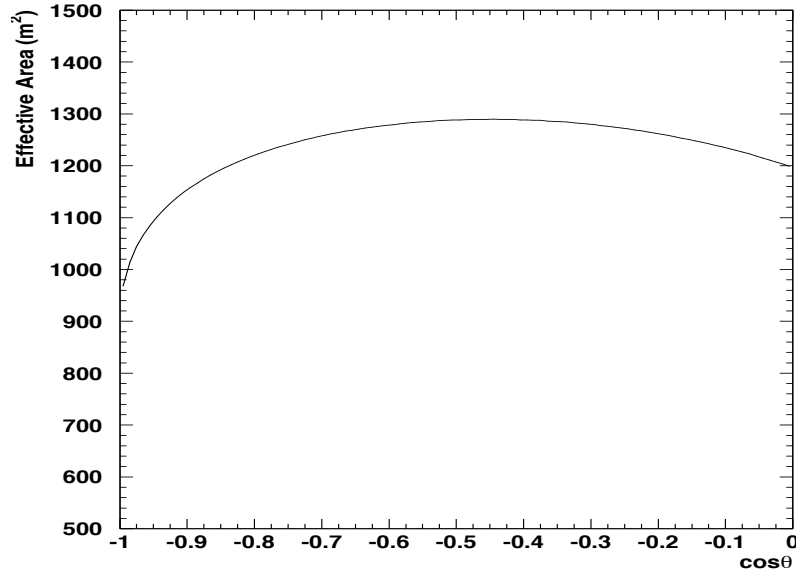


Figura 21 – Área efetiva para múons ascendentes no detector SK, como função de  $\text{Cos}(\theta)$  sendo  $\theta$  o ângulo zenital. Ela é determinada para as trajetórias de múons ascendentes que dentro do detector têm um comprimento  $\geq 7\text{m}$ . Aqui  $\text{Cos}(\theta) = 0$  e  $-1$  correspondem as direções horizontal e vertical ascendente, respectivamente. Figura extraída de [85].

A fim de estimar só o número de eventos de múons ascendentes, selecionamos estes eventos entre os simulados, tentando seguir um processo análogo ao realizado na análise da colaboração SK. Portanto, para garantir os eventos ascendentes, rejeitamos os eventos gerados quando o Sol tem um ângulo de elevação positivo, ou seja, quando o Sol estiver por cima do horizonte. Esses múons são aqueles que têm um ângulo zenital  $\theta$  tal que  $0 < \text{Cos}(\theta) \leq 1$ , com  $\text{Cos}(\theta) = 1$  correspondendo à direção vertical descendente. O ângulo zenital é formado pela direção reconstruída do múon ascendente e o zênite do detector. Também, excluimos os eventos de múons com  $E_\mu < 1.6\text{GeV}$  que corresponde ao limiar de energia para que sua trajetória dentro do detector seja  $\geq 7\text{m}$ , este é o comprimento mínimo exigido pela área efetiva.

Depois destas reduções, restringimos os eventos para aqueles dentro de cones de meio ângulo arbitrários<sup>1</sup>, que são formados com base na direção reconstruída do múon ascendente e a direção do Sol. Dado que a resolução angular do detector SK para a reconstrução da direção angular dos múons ascendentes é  $1^\circ$ , em nosso caso, não necessitamos degradar a distribuição angular dos eventos ao redor do eixo Sol-SK.

Esta degradação seria necessária para tomarmos o fato de que na simulação os neutrinos chegam sempre diretamente do Sol. Deveríamos então degradar esta direção em função de uma distribuição que leve em conta a resolução angular do detector. No entanto, já que este ângulo é menor do que o menor cone de meio ângulo utilizado em

<sup>1</sup> Mas abaixo damos uma descrição destes cones de meio ângulo, os quais aplicamos nos fluxos obtidos para cada massa de matéria escura simulada.

nossa análise, esta degradação angular é desprezível. Além disso, há uma degradação de aproximadamente  $2^\circ - 3^\circ$  nos múons com energia acima de 1 GeV, devido às múltiplas dispersões de Coulomb que sofrem os múons na rocha, mas, este efeito já é considerado pelo WimpSim [5]. Por exemplo, na análise feita para o telescópio IceCube [64], o smearing angular realizado, com uma resolução angular que para o IceCube é de  $\sim 3^\circ$ , ao redor do eixo Sol-IceCube, mostra que grande maioria dos eventos estão dentro deste corte angular (ver Fig.22). Isto apoia nossa decisão de desprezar a resolução angular para as distintas categorias de eventos de múons no SK.

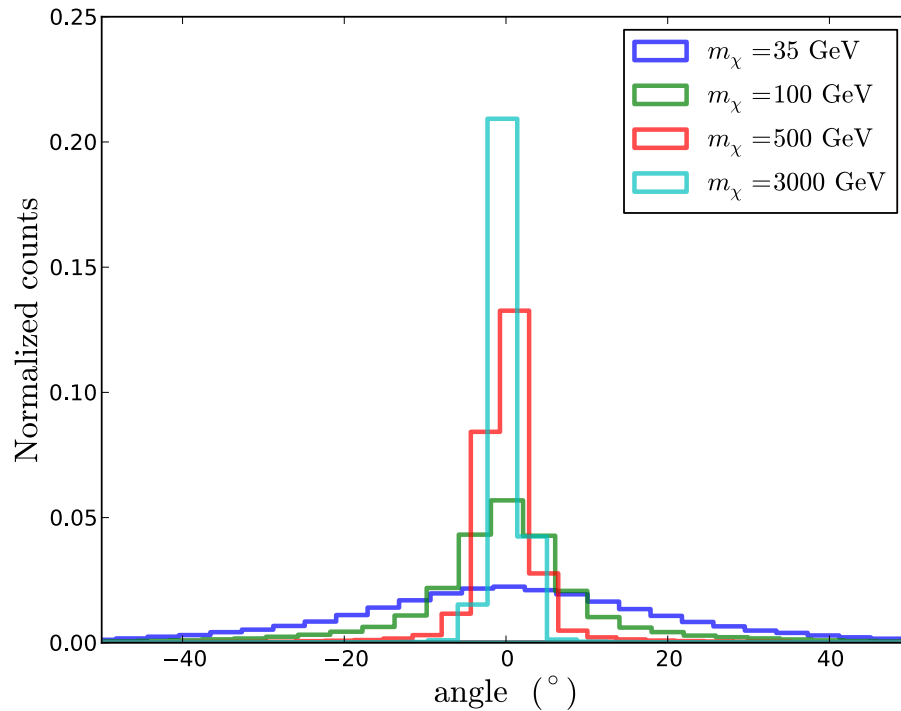


Figura 22 – Distribuição angular de eventos no redor do eixo Sol-IceCube. Esta degradação angular é realizado para incluir o efeito experimental da reconstrução da direção angular dos eventos no telescópio IceCube. Figura extraída de [64].

Para exemplificar o efeito dos cortes descritos acima, mostramos na Fig.23, os fluxos de múons gerados para matéria escura de  $m_\chi = 100$  GeV, se aniquilando nos canais  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ . Os gráficos foram obtidos para o período SKIII e mostram uma maior redução do fluxo de múon ascendentes no canal  $W^+W^-$ , dado que os cones de meio ângulo usados foram  $7^\circ$  e  $10^\circ$  para  $W^+W^-$  e  $b\bar{b}$ , respectivamente. É preciso indicar que estes cones contém o 90% dos eventos de múons ascendentes.

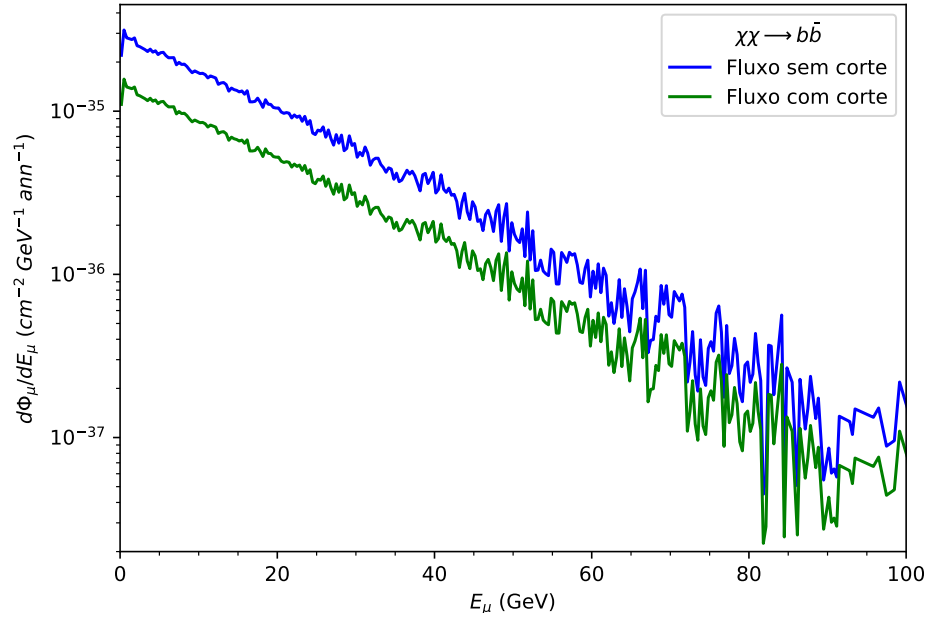
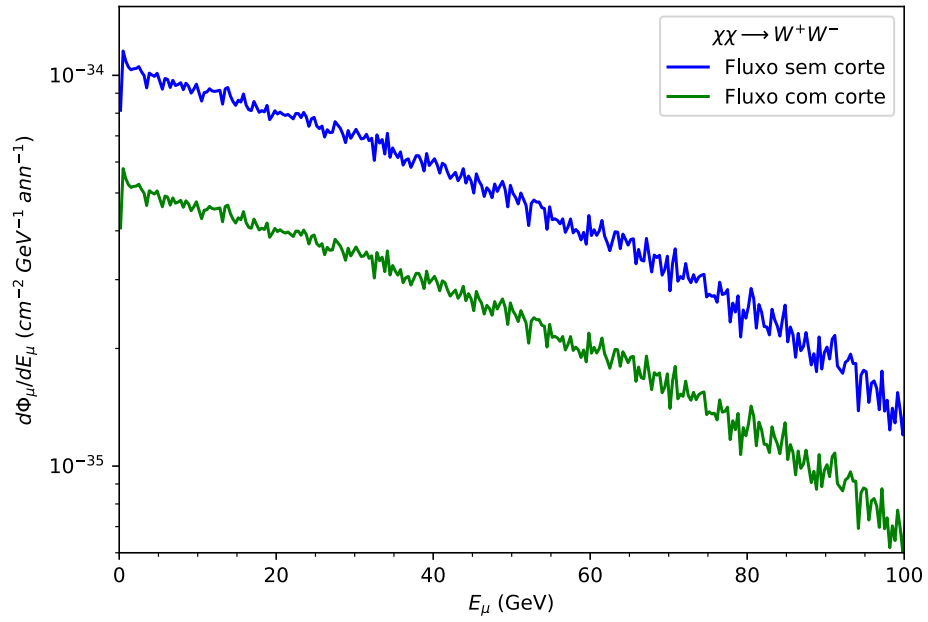

 (a) Fluxo de eventos de múons ascendentes com e sem cortes para o canal  $b\bar{b}$ .

 (b) Fluxo de eventos de múons ascendentes com e sem cortes para o canal  $W^+W^-$ .

Figura 23 – Fluxo diferencial de eventos de múons ascendentes (para SKI-SKIII) em função da energia de múons  $E_\mu$ , para matéria escura com  $m_\chi = 100$  GeV se aniquilando nos canais  $b\bar{b}$  (23a) e  $W^+W^-$  (23b). A curva inferior em cada gráfico é o fluxo de múons ascendentes obtido depois de aplicar os cortes descritos no texto.



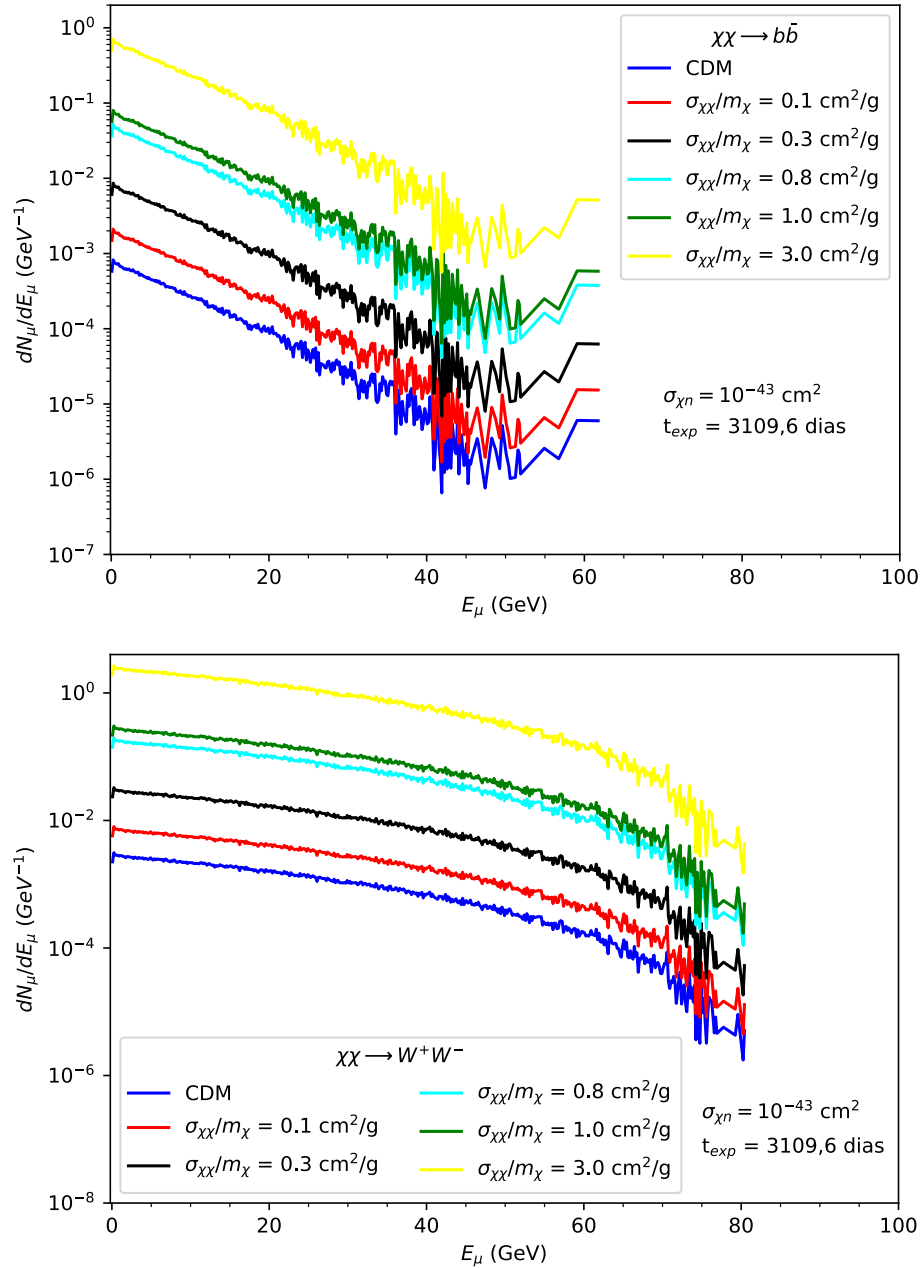


Figura 24 – Espectro de eventos do múons ascendentes como função da energia  $E_{\mu}$  para SKI-SKIII (3109.6 dias). As curvas superiores representam modelos SIDM com diferentes valores de  $\sigma_{\chi\chi}/m_{\chi}$ , para WIMP com  $m_{\chi} = 100 \text{ GeV}$ , sendo  $\sigma_{\chi n} = 10^{-43} \text{ cm}^2$  em  $b\bar{b}$  (acima) e  $\sigma_{\chi n} = 10^{-45} \text{ cm}^2$  em  $W^+W^-$  (abaixo). A curva azul inferior em cada figura, corresponde a modelos CDM e é mostrada por comparação.

Na Fig.(24), mostramos os respectivos espectros do número diferencial de múons ascendentes  $\frac{dN_{\mu}}{dE_{\mu}}$ . As três curvas superiores em cada canal corresponde a modelos SIDM com diferentes valores de  $\sigma_{\chi\chi}/m_{\chi}$ . O espectro para modelos CDM é mostrado só por comparação. Todas as curvas são geradas para  $\sigma_{\chi n} = 10^{-43} \text{ cm}^2$  em  $b\bar{b}$  e  $\sigma_{\chi n} = 10^{-45} \text{ cm}^2$  em  $W^+W^-$ . Para modelos SIDM, a presença das auto-interações de matéria escura, gera um

aumento significativo no número estimado de múons ascendentes induzidos de neutrinos. Este resultado, é consistente com aquele apresentado na Fig.12.

No trabalho da colaboração SK, eles só analisaram eventos de múons ascendentes já que o fundo de múons descendentes produzidos pelas interações de raios cósmicos na atmosfera é muito grande em comparação com os de neutrinos descendentes gerados na aniquilação de WIMPs no centro do Sol. Na análise por eles realizada, os eventos de múons ascendentes foram separados em três categorias: Stopping, Non-showering e Showering. Um evento é classificado como Stopping se toda sua trajetória estiver contida no detector. Os eventos de múons que atravessam completamente o detector são chamados de Through-going. Esta categoria é subdividida em: Showering se o evento produz um chuveiro de partículas dentro do detector e Non-showering se o múon atravessa todo o detector sem produção de chuveiros. Geralmente, os neutrinos com faixa de energia em torno de 10 GeV produzem múons ascendentes do tipo Stopping; aqueles com cerca de 100 GeV geram Non-showering e os que têm mais de 1 TeV de energia, produzem Showering.

A colaboração SK buscou por um excesso de eventos de neutrinos de múons na direção do Sol em cada categoria, usando um cone de meio ângulo para cada massa de WIMP nos canais de aniquilação  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ . Os cones foram definidos seguindo o critério, onde, para uma determinada massa de WIMP, mais do 90% dos eventos de múons ascendentes estão dentro do respectivo cone. Examinando a correlação angular neutrino-múon, a qual depende da energia do neutrino mãe, se encontrou que o ângulo entre eles é quase sempre inferior a  $30^\circ$ .

A distribuição de eventos em função de  $\cos(\theta_{sun})$ , obtida pela colaboração SK, para cada categoria, é mostrada na Fig.25, sendo  $\theta_{sun}$  o cone de meio ângulo. O número observado de eventos obtidos nos períodos do SKI-SKIII (equivalente a 3109.6 dias) em cada cone de meio ângulo é apresentado na Fig.26 bem como um histograma indicando os neutrinos atmosféricos obtidos por simulação Monte Carlo [5]. Esses gráficos mostram que nenhum excesso no sinal de múons ascendentes foi observado na direção do Sol.

Em cada categoria, nos dois canais de aniquilação  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ , para cada cone de meio ângulo com sua respectiva massa de matéria escura, é mostrado o número observado de eventos de múons ascendentes  $n_{obs}$ , nas Tabelas 3 e 4. Nelas também são apresentadas as correspondentes frações de eventos de múons ascendentes F (considerando o modelo CDM), que eles estimaram para cada categoria, o número esperado de eventos de fundo  $n_{BG}$  (que equivale aos múons produzidos por neutrinos atmosféricos). Eles simularam este fundo usando o fluxo de neutrinos que foi calculado por [86], para neutrinos com energia menor do que 10 TeV e por [87] para neutrinos de energia maior do que 10 TeV. Na última coluna é apresentado o limite superior no número de eventos de múons ascendentes  $N_{90}$ , calculado ao 90% C.L.

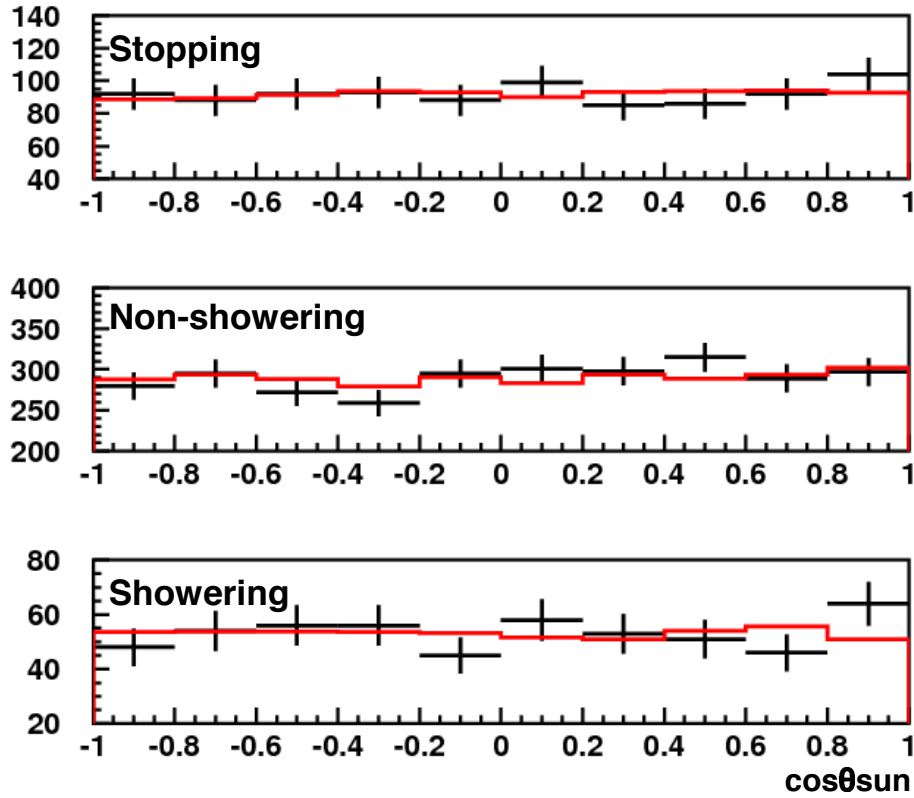


Figura 25 – Distribuição de eventos múons ascendentes relativos ao Sol em função de  $\text{Cos}\theta_{sun}$  para cada categoria. Aqui,  $\theta$  é o ângulo entre a direção reconstruída do múon ascendente e a direção do Sol, tal que  $\text{Cos}\theta_{sun} = 1$  corresponde à direção do Sol. Os dados do SKI-III (3109,6 dias) são representados por cruces e os histogramas designam os neutrinos atmosféricos Monte Carlo, normalizados pelo número total de eventos de dados em cada categoria. Figura extraída de [5].

$m_\chi$ (GeV)	$\theta$ (deg)	Stopping			Non-showering			Showering			$N_{90}$
		$n_{obs}$	$n_{BG}$	F (%)	$n_{obs}$	$n_{BG}$	F (%)	$n_{obs}$	$n_{BG}$	F (%)	
10	30	63	62.5	98	184	200.3	2	39	33.7	0	14.8
100	10	10	6.7	78	19	22.5	16	5	3.8	6	10.9
1000	6	3	2.7	59	8	7.2	29	1	1.4	12	6.41
10000	5	1	1.9	28	7	4.6	52	1	0.9	20	6.99

Tabela 3 – Aqui, é mostrado o limite superior Poissoniano no número de eventos de múons ascendentes ( $N_{90}$ ) calculado ao 90% C.L. para cada cone de meio ângulo e cada massa,  $m_\chi$ , quando se conhecem, em cada categoria, o número observados de eventos múons ( $n_{obs}$ ), o fundo estimado ( $n_{BG}$ ) e a fração estimada de múons ascendentes (F). Estes resultados são obtidos considerando que o canal  $b\bar{b}$  é dominante. Tabela extraída de [5].

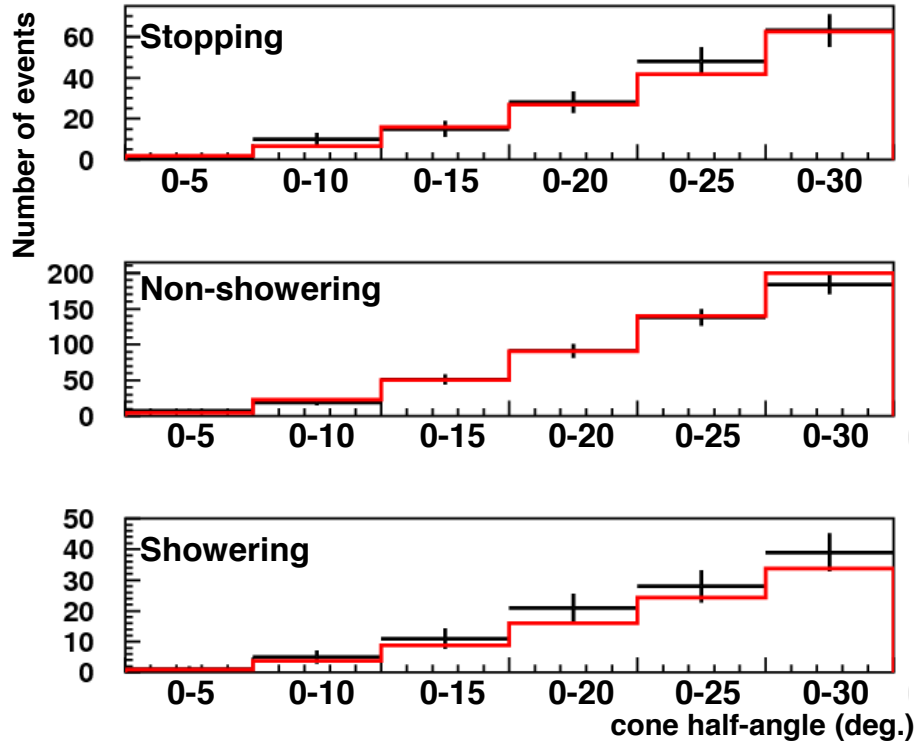


Figura 26 – Número de eventos observados em cada cone de meio ângulo em relação ao Sol, para cada categoria de múons ascendentes. Zero grau corresponde à direção do Sol. As cruzes e os histogramas indicam a mesma informação que na Fig.25. Figura extraída de [5].

$m_\chi$ (GeV)	$\theta$ (deg)	Stopping			Non-showering			Showering			$N_{90}$
		$n_{obs}$	$n_{BG}$	F (%)	$n_{obs}$	$n_{BG}$	F (%)	$n_{obs}$	$n_{BG}$	F (%)	
80.3	8	4	4.2	44	14	13.4	40	3	2.5	16	8.4
100	7	3	3.3	42	10	9.9	41	2	2.2	17	6.9
1000	3	0	0.5	40	2	2.1	41	1	0.3	19	4.2
10000	3	0	0.5	24	2	2.1	54	1	0.3	22	4.5

Tabela 4 – Os resultados aqui são análogos aos mostrados na Tabela 3 mas considerando que o canal  $W^+W^-$  é dominante. Tabela extraída de [5].

## 5.2 Restringindo Modelos SIDM

A fim de comparar nossa estimativa para o número de múons ascendentes no detector com os resultados da colaboração SK, obtemos os fluxos simulados de múons ascendentes para cada uma das massas mostradas nas Tabelas 3 e 4 para os períodos SKI-III e aplicamos, a estes fluxos, os cortes descritos na seção anterior. Para cada um deles, calculamos a integral da função  $\frac{dN_\mu}{dE_\mu}$ , ou seja, integramos o espectro de eventos correspondente (ver Fig.24) para obter o número de eventos de múons ascendentes estimado em nossa análise, de acordo com a Eq.(5.1). Note-se que a colaboração SK considerou só CDM em sua análise, enquanto que em nosso trabalho consideramos SIDM.

Comparamos nossos resultados com o limite superior Poissoniano no número de eventos de múons ascendentes  $N_{90}$ , calculado ao 90% C.L. pela colaboração SK nos dois canais de aniquilação, para cada cone de meio ângulo e massa de WIMP. Esta comparação, se dá ao varremos os valores da seção de choque da auto-interação  $\sigma_{\chi\chi}$  independente da velocidade relativa entre WIMPs e rejeitar, todos os valores de  $\sigma_{\chi\chi}/m_\chi$  para os quais nosso número estimado de eventos de múons é maior do que aquele obtido pela colaboração SK. Isso nos permite restringir regiões do espaço de parâmetros  $(\sigma_{\chi\chi}, m_\chi)$  e, portanto, excluimos ao 90% C.L., os modelos SIDM que, potencialmente, poderiam resolver os problemas em pequenas escalas de CDM e que têm valores de  $\sigma_{\chi\chi}/m_\chi$  que estão nestas regiões agora excluídas por nossa análise.

Mostramos nossos resultados nas Figs.27-30 para os canais  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ , assumindo dois valores arbitrários para a seção transversal de aniquilação térmica  $\langle\sigma_a v\rangle$  e diferentes valores da seção de choque WIMP-núcleon  $\sigma_{\chi n}$  independente e dependente de spin.

Nestes gráficos, as curvas vermelhas representam os nossos resultados. Por comparação são mostrados os limites impostos por outras análises, tais como a análise baseado nos resultados do telescópio de neutrinos IceCube [64], onde também foi considerada SIDM com seção de choque de auto-interação independente da velocidade. As restrições obtidas nessa análise, excluem modelos SIDM que têm valores de  $\sigma_{\chi\chi}/m_\chi >$  acima de  $0.6 \text{ cm}^2/\text{g}$  e  $0.1 \text{ cm}^2/\text{g}$  quando a matéria escura aniquila no canal  $W^+W^-$  com uma seção de choque de aniquilação térmica  $3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  e  $10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , respectivamente [64]. Também, apresentamos limites vindo da análise do *Bullet Cluster* [88](região azul), que descarta a região de  $\sigma_{\chi\chi}/m_\chi$  acima de  $1.25 \text{ cm}^2/\text{g}$ . A região onde  $\sigma_{\chi\chi}/m_\chi > 1 \text{ cm}^2/\text{g}$  (acima da faixa amarela) está descartada de acordo com as análises dos perfis de densidade de halo [58] e de formas de halo [59]. Modelos SIDM com  $\sigma_{\chi\chi}/m_\chi < 0.1 \text{ cm}^2/\text{g}$ , indicados pela linha verde tracejada, são modelos onde a auto-interação é demasiada fraca para resolver os problemas de pequenas escalas [89].

Quando as auto-interações são dominantes, a taxa de aniquilação cresce se  $\langle\sigma_a v\rangle$  diminui (ver Eq.(3.52)), o que gera um sinal esperado mais forte para os múons ascendentes no detector, de acordo com a Eq.(5.1). Isso implica que nossa análise deve descartar mais modelos de SIDM quando  $\langle\sigma_a v\rangle$  é mais baixa. Como pode ser visto nos gráficos, nossos resultados estão de acordo com esta expectativa.

As Figs.27-30 mostram que as restrições que obtivemos para baixas  $m_\chi$ , são mais fortes no canal  $b\bar{b}$  quando comparadas à análise baseada nos resultados do IceCube. A razão disto é que dado que o canal  $b\bar{b}$  gera neutrinos menos energéticos e como o limiar de detecção de energia do SK é menor do que o do IceCube, nossa análise neste canal é mais restrita.

Mirando nossas curvas, é claro que os resultados do canal  $W^+W^-$  são mais fortes do que em  $b\bar{b}$ , dado que os neutrinos de baixa energia provenientes de  $b\bar{b}$  geram muitos

múons que têm cones de meio ângulo maiores do que os utilizados pelo SK, fazendo com que o fluxo de múons na Eq.(5.1) diminua. Além disso, há uma redução do fluxo de múons devido ao corte dado pela energia limiar  $E_\mu > 1.6$  GeV; o que elimina a contribuição (no canal  $b\bar{b}$ ) de muitos múons que poderiam ainda estar dentro de seus respectivos cones de meio ângulo. Isto faz com que seja necessário ter valores maiores da taxa de captura ou, equivalentemente, da seção de choque  $\sigma_{\chi\chi}$ , para que nosso número estimado de eventos de múons ascendentes possa ser igual ao obtido pela colaboração SK, isto explica que no canal  $W^+W^-$  o espaço de parâmetros restrito seja sempre maior.

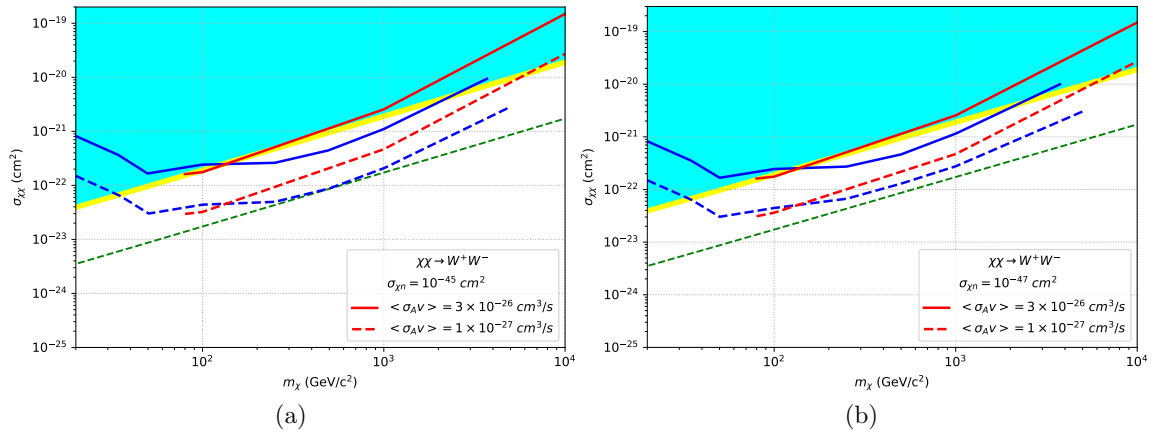


Figura 27 – Seção de choque de auto-interação  $\sigma_{\chi\chi}$  em função da massa de matéria escura  $m_\chi$  aniquilando em  $W^+W^-$ . Nosso resultado (curva vermelha) exclui, ao 90% C.L., modelos SIDM com  $\sigma_{\chi\chi}/m_\chi$  nas regiões acima das curvas. Os resultados vindo de outras análises são mostrados por comparação. O espaço de parâmetros acima das curvas azuis é excluído ao 90% C.L. pela análise feita aos resultados do IceCube considerando SIDM [64]. A região entre e acima da faixa amarela é excluída por perfis de densidade de halo e formas de halo [58, 59]. A região colorida azul claro é excluída pela análise do *Bullet Cluster* [88]. A região embaixo da linha verde é onde SIDM não é efetiva para resolver as tensões de CDM em pequenas escalas, baseado no análise dos esferoidais anões [89].

No caso de interações dependentes de spin, quando os WIMPs interagem principalmente com o Hidrogênio presente no Sol, obtivemos os resultados apresentados nas Figs.29 e 30. Vemos que a maior região restrita do espaço de parâmetros é alcançada para o mais alto valor da seção de choque  $\sigma_{\chi H}$  no canal  $W^+W^-$  (Fig.29a). Este resultado é razoável porque, de acordo com a Eq.(3.29) a taxa de captura cresce para valores grandes de  $\sigma_{\chi H}$ , o que faz também crescer  $N_\chi$  (Eq.(3.48)) e, portanto, aumenta a taxa de aniquilação (Eq.(3.44)). Assim, em um análise similar ao feito no parágrafo acima, são exigidos valores baixos de  $\sigma_{\chi\chi}$  tal que nossa estimativa seja igual ao resultado dado pela colaboração SK neste canal.

Usando as  $\sigma_{\chi\chi}$  obtidas nas correspondentes massas simuladas, calculamos o valor

médio da razão,  $\sigma_{XX}/m_\chi$ , para o maior valor de  $\sigma_{\chi H}$  e o menor valor da seção de choque de aniquilação térmica,  $\langle\sigma_a v\rangle$ , (ver Fig.29a). Portanto, obtivemos  $\sigma_{XX}/m_\chi = 0.68\text{cm}^2/g$ .

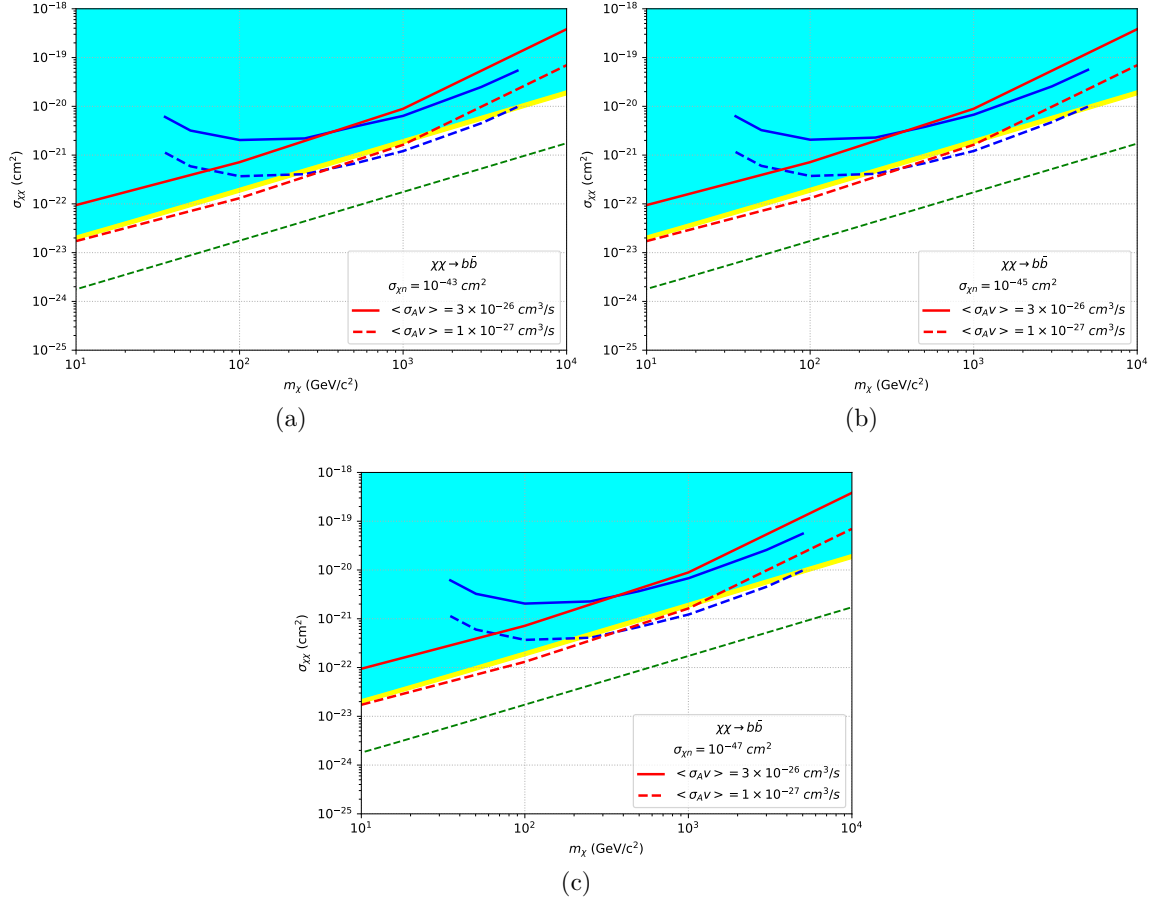


Figura 28 – A mesma informação como na Fig.27, mas aqui o canal de aniquilação é  $b\bar{b}$ .

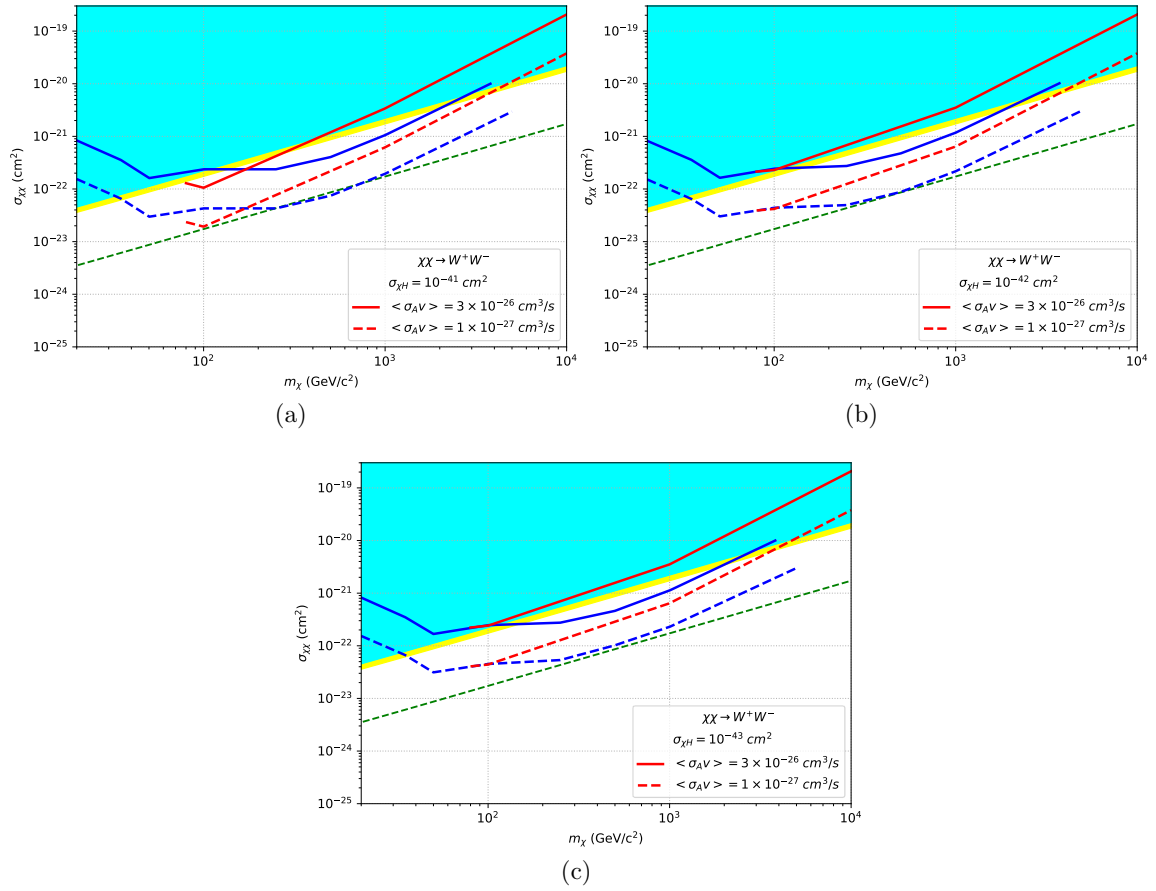


Figura 29 – A mesma informação como na Fig.27 mas aqui as interações são dependentes de spin. Canal  $W^+W^-$ .

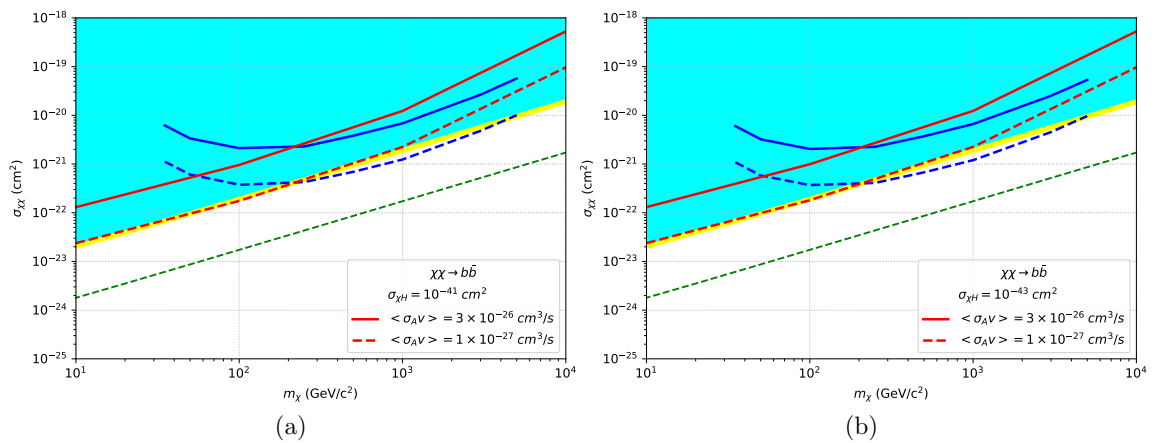


Figura 30 – A mesma informação como na Fig.28 mas aqui as interações são dependentes de Spin. Canal  $b\bar{b}$ .

Observando os resultados no canal  $b\bar{b}$  (Figs.28 e 30), vemos que, para o menor valor da seção transversal de aniquilação térmica, nossa análise restringe quase o total das



regiões do espaço de parâmetros, para modelos SIDM que foram descartados pelas análises feitas em perfis de densidade de halo, formas de halo e *Bullet Cluster*. Assim, nosso trabalho constitui uma verificação independente deste resultado. Enquanto comparado com a análise feita para o telescópio IceCube (curvas azuis), nosso resultado amplia mais a região excluída para o SIDM, quando os WIMPs aniquilam no canal  $b\bar{b}$  com massa WIMP entre 10 e  $\sim 380$  GeV e entre 10 e  $\sim 200$  GeV para interações dependentes e independentes de spin, respectivamente. Em consequência, nós excluímos, ao 90% C.L., todos os modelos SIDM com seção de choque de auto-interação independente da velocidade relativa dos WIMPs, cujos valores de  $\sigma_{\chi\chi}/m_\chi$  estão acima de nossas curvas.

### 5.3 Restrições na Seção de Choque WIMP-próton Dependente de spin

Em nossa análise, também obtivemos limites a 90% C.L. na seção de choque de interação WIMP-próton dependente de spin,  $\sigma_{\chi p}^{SD}$ . Restringimos o espaço de parâmetros  $(\sigma_{\chi p}^{SD}, m_\chi)$  seguindo um processo análogo ao realizado na seção anterior. Desta vez, usamos  $\langle\sigma_a v\rangle = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$  e fixamos  $\sigma_{\chi\chi}$  em  $9.2 \times 10^{-23} \text{ cm}^2$  que é o limite mais estrito para matéria escura aniquilando no canal  $W^+W^-$  (ver Fig.29a), com massa de 100 GeV. Para o canal  $b\bar{b}$  usamos  $\sigma_{\chi\chi} = 1.05 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$ , o qual é um valor ainda permitido em nossa análise para a mesma massa WIMP. Com isto, ao comparar nossa estimativa com os resultados da colaboração SK, buscamos por valores para  $\sigma_{\chi p}^{SD}/m_\chi$  escaneando o correspondente espaço de parâmetros .

Os resultados obtidos neste caso são mostrados na Fig.31 (curvas vermelhas). Além disso, algumas curvas vindo de outros trabalhos, os quais consideraram só CDM, são mostradas a fim de ser comparadas com nossos resultados. Nossa análise restringe uma região significativamente maior do espaço de parâmetros, quando comparado as curvas atingidas pela colaboração SK e IceCube. Este resultado é de se esperar dado que em nossa análise, consideramos um termo adicional de captura devido à presença das auto-interações, o qual leva a um aumento no sinal de neutrinos e, portanto, de eventos de múons ascendentes no telescópio. As curvas do SK foram obtidas para os períodos SKI-SKIII (equivalente a 3109.6 dias), mesmo período que usamos em nossa análise.

A figura mostra que para o canal  $b\bar{b}$ , há uma grande parte do espaço de parâmetros, permitida pelo SK, que agora é restrita pela nossa análise, excluindo modelos com valores de  $\sigma_{\chi p}^{SD}$  de até  $1.3 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$  neste canal. Em  $W^+W^-$  restringimos uma região do espaço de parâmetros, entre 80.3 GeV e 1000 GeV, ainda maior do que os limites impostos pelos outros experimentos apresentados aqui. Neste canal de aniquilação, nossa restrição mais forte é dada para modelos com  $\sigma_{\chi p}^{SD} = 3.4 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$  para  $m_\chi = 100$  GeV.

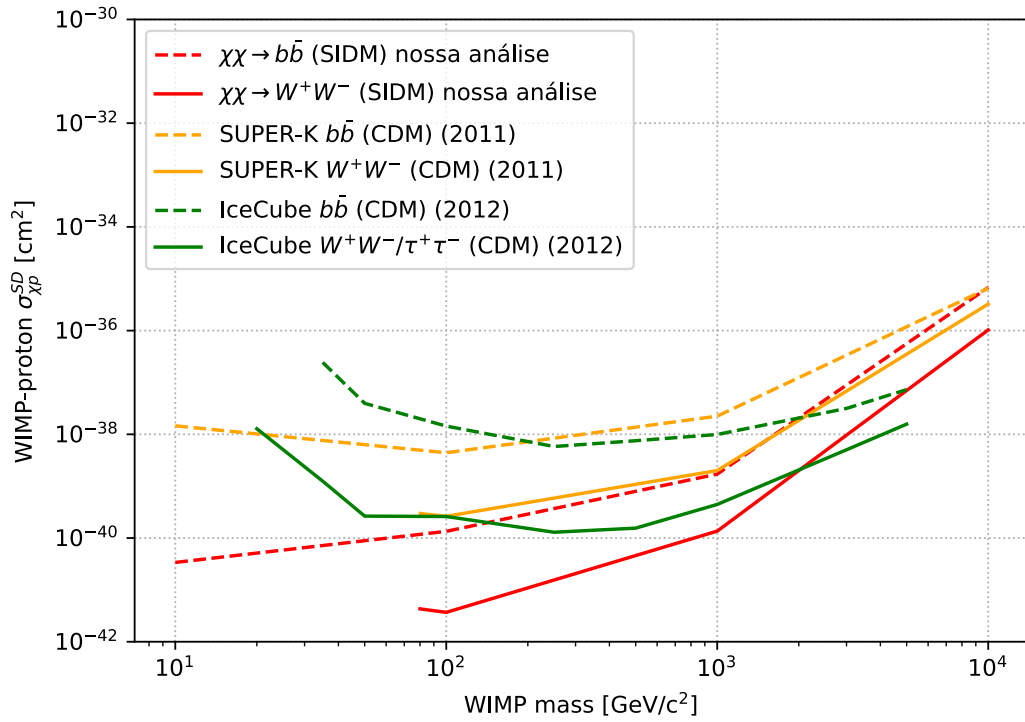


Figura 31 – Limite superior ao 90% C.L. na seção de choque WIMP-próton dependente de spin, para matéria escura aniquilando nos canais  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ . Nossa análise, que considera CDM com SIDM (curvas vermelhas), exclui uma região maior do espaço de parâmetros do que as análises do SK (2011) [5] (cuva laranja) e IceCube (2012) [90] (cuva verde) que consideraram só CDM.

# Conclusões

Neste trabalho, simulamos matéria escura WIMP com auto-interações fortes, sendo capturada e se aniquilando no núcleo do Sol. A partir destas aniquilações, estimamos o correspondente sinal de neutrino de múons que interagem com os núcleons, que rodeiam o detector SK, através de interações de CC, gerando um fluxo de múons ascendentes que são detectados pelo SK. Com isto, determinamos o número estimado de eventos de múons ascendentes no detector e comparamos nosso resultado com o limite superior de eventos de múons ascendentes, obtidos pela colaboração SK. Nessa análise, eles consideraram CDM sem auto-interação.

A fim de fazer a comparação com os limites, no número de eventos de múons ascendentes, obtidos pela colaboração SK [5], consideramos em nossa análise os canais de aniquilação  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$  e aplicamos, sobre os eventos de múons, as restrições feitas pela colaboração SK. Para cada um destes canais, obtivemos o fluxo de múons ascendentes em diferentes cones de meio ângulo para massas de matéria escura WIMP no intervalo entre 10 GeV e 10000 GeV. Estes cones são o ângulo formado pela direção reconstruída do múon ascendente e a direção do Sol.

Dessa comparação, obtivemos valores de  $\sigma_{\chi\chi}/m_\chi$  escaneando o seu correspondente espaço de parâmetros para valores fixos de  $\langle\sigma_a v\rangle$  e de  $\sigma_{\chi n}$  dependente e independente de spin. Com isto, excluímos a 90% C.L. uma região significativa do espaço de parâmetros dos modelos de SIDM, os quais têm seção de choque de auto-interação ( $\sigma_{\chi\chi}$ ) independente da velocidade relativa entre WIMP. Estes modelos são considerados como potenciais soluções aos problemas de CDM em pequenas escalas [3].

Em ambos canais de aniquilação, a maior área restrita na nossa análise é sempre atingida para  $\langle\sigma_a v\rangle = 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  que é o menor valor usado aqui. Nossas restrições mais fortes aparecem no canal  $W^+W^-$  para o caso de interações dependentes de spin, onde  $\sigma_{\chi H} = 10^{-41} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ .

Usando um processo similar ao realizado para  $\sigma_{\chi\chi}/m_\chi$ , também escanemos o espaço de parâmetros ( $\sigma_{\chi p}^{SD}, m_\chi$ ) da seção de choque de interação WIMP-próton dependente de spin. Desta vez, mantendo fixo  $\sigma_{\chi\chi}$  em  $9.2 \times 10^{-23} \text{ cm}^2$  e  $1.05 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$  nos canais  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ , respectivamente. Estes valores de  $\sigma_{\chi\chi}$  são ainda permitidos na massa de 100 GeV, segundo nosso resultado obtidos para  $\sigma_{\chi H} = 10^{-41} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  no caso de interações dependentes de spin. Além disso, para este mesmo valor de  $\sigma_{\chi H}$ , estabelecemos um intervalo menor,  $\sim 0.7 \text{ cm}^2/\text{g} \leq \sigma_{\chi\chi}/m_\chi \leq 1 \text{ cm}^2/\text{g}$ , para modelos de SIDM com uma razão média,  $\sigma_{\chi\chi}/m_\chi$ , dentro deste intervalo, o qual é menor que aquele estabelecido pela análise feita ao IceCube sendo  $\sim 0.1 \text{ cm}^2/\text{g} \leq \sigma_{\chi\chi}/m_\chi \leq 1 \text{ cm}^2/\text{g}$  e a aquele vindo do *Bullet*

Cluster que exclui  $\sigma_{\chi\chi}/m_\chi \geq 1.25\text{cm}^2/g$ .

Dado que o detector SK tem um limiar para baixas energias menor do que o IceCube, é de se esperar que nossa análise exclua mais modelos de SIDM do espaço de parâmetros  $\sigma_{\chi\chi}/m_\chi$  de do que o IceCube [64], nas regiões com massa WIMP entre 10 e  $\sim 380$  GeV e entre 10 e  $\sim 200$  GeV para interações dependentes e independentes de spin, respectivamente, se a matéria escura aniquila no canal  $b\bar{b}$ . Enquanto que para altas energias, os resultados baseados no IceCube restringem uma maior parte do espaço de parâmetros para modelos SIDM do que nosso resultado.

Em nossa análise, atingimos o limite superior de exclusão mais estrito, ao 90% C.L., na seção de choque WIMP-próton dependente de spin, para uma massa de matéria escura de 100 GeV, sendo  $1.3 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$  para  $b\bar{b}$  e  $3.7 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$  para  $W^+W^-$ . Em ambos canais, excluímos regiões maiores do espaço de parâmetros do que aquelas restritas pelos limites prévios impostos pela colaboração SK (2011) [5] e IceCube (2012) [90], dado que só consideraram CDM sem SIDM.

# Referências

- [1] POPOLO, A. D.; DELLIOU, M. L. Small scale problems of the  $\lambda$ cdm model: a short review. *Galaxies*, Multidisciplinary Digital Publishing Institute, v. 5, n. 1, p. 17, 2017.
- [2] BLOK, W. D. The core-cusp problem. *Advances in Astronomy*, Hindawi, v. 2010, 2010.
- [3] WEINBERG, D. H. et al. Cold dark matter: controversies on small scales. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, National Acad Sciences, v. 112, n. 40, p. 12249–12255, 2015.
- [4] SPERGEL, D. N.; STEINHARDT, P. J. Observational evidence for self-interacting cold dark matter. *Physical Review Letters*, APS, v. 84, n. 17, p. 3760, 2000.
- [5] TANAKA, T. et al. An indirect search for weakly interacting massive particles in the sun using 3109.6 days of upward-going muons in super-kamiokande. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 742, n. 2, p. 78, 2011.
- [6] AGHANIM, N. et al. Planck 2018 results. vi. cosmological parameters. *arXiv preprint arXiv:1807.06209*, 2018.
- [7] HUBBLE, E.; HUMASON, M. L. The velocity-distance relation among extra-galactic nebulae. *The Astrophysical Journal*, v. 74, p. 43, 1931.
- [8] ZWICKY, F. The redshift of extragalactic nebulae. *Helv. Phys. Acta*, v. 6, n. 110, p. 138, 1933.
- [9] ZWICKY, F. On the masses of nebulae and of clusters of nebulae. *The Astrophysical Journal*, v. 86, p. 217, 1937.
- [10] BERTONE, G.; HOOPER, D. History of dark matter. *Reviews of Modern Physics*, APS, v. 90, n. 4, p. 045002, 2018.
- [11] RUBIN, V. C.; JR, W. K. F. Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. *The Astrophysical Journal*, v. 159, p. 379, 1970.
- [12] RUBIN, V. C.; JR, W. K. F.; THONNARD, N. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. iv-systematic dynamical properties, sa through sc. *The Astrophysical Journal*, v. 225, p. L107–L111, 1978.
- [13] ROBERTS, M. S. A high-resolution 21-cm hydrogen-line survey of the andromeda nebula. *The Astrophysical Journal*, v. 144, p. 639, 1966.
- [14] KLYPIN, A.; ZHAO, H.; SOMERVILLE, R. S.  $\lambda$ cdm-based models for the milky way and m31. i. dynamical models. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 573, n. 2, p. 597, 2002.
- [15] CHANG, K.; REFSDAL, S. Flux variations of qso 0957+ 561 a, b and image splitting by stars near the light path. *Nature*, Springer, v. 282, n. 5739, p. 561–564, 1979.

- [16] HOEKSTRA, H. et al. Masses of galaxy clusters from gravitational lensing. *Space Science Reviews*, Springer, v. 177, n. 1-4, p. 75–118, 2013.
- [17] SQUIRES, G. et al. The dark matter, gas and galaxy distributions in abell 2218: a weak gravitational lensing and x-ray analysis. *arXiv preprint astro-ph/9507008*, 1995.
- [18] NASA. *Gravitational Lensing*. 2019. Disponível em: <<https://hubblesite.org/contents/articles/gravitational-lensing>>.
- [19] CLOWE, D. et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *The Astrophysical Journal Letters*, IOP Publishing, v. 648, n. 2, p. L109, 2006.
- [20] BERLIN, A. et al. Bino variations: Effective field theory methods for dark matter direct detection. *Physical Review D*, APS, v. 93, n. 9, p. 095008, 2016.
- [21] FLORES, R. A.; PRIMACK, J. R. Observational and theoretical constraints on singular dark matter halos. *arXiv preprint astro-ph/9402004*, 1994.
- [22] MOORE, B. Evidence against dissipation-less dark matter from observations of galaxy haloes. *Nature*, Nature Publishing Group, v. 370, n. 6491, p. 629, 1994.
- [23] NAVARRO, J. F.; FRENK, C. S.; WHITE, S. D. A universal density profile from hierarchical clustering. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 490, n. 2, p. 493, 1997.
- [24] NAVARRO, J. F. The structure of cold dark matter halos. In: CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS. *Symposium-international astronomical union*. [S.l.], 1996. v. 171, p. 255–258.
- [25] BOSCH, F. C. V. D.; BURKERT, A.; SWATERS, R. A. The angular momentum content of dwarf galaxies: new challenges for the theory of galaxy formation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 326, n. 3, p. 1205–1215, 2001.
- [26] NAVARRO, J. F. et al. The diversity and similarity of simulated cold dark matter haloes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, The Royal Astronomical Society, v. 402, n. 1, p. 21–34, 2010.
- [27] GENTILE, G. et al. The cored distribution of dark matter in spiral galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 351, n. 3, p. 903–922, 2004.
- [28] GENTILE, G. et al. Ngc 3741: the dark halo profile from the most extended rotation curve. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 375, n. 1, p. 199–212, 2007.
- [29] SALUCCI, P. et al. The universal rotation curve of spiral galaxies–ii. the dark matter distribution out to the virial radius. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 378, n. 1, p. 41–47, 2007.
- [30] MASHCHENKO, S.; COUCHMAN, H.; WADSLEY, J. The removal of cusps from galaxy centres by stellar feedback in the early universe. *Nature*, Nature Publishing Group, v. 442, n. 7102, p. 539–542, 2006.

- [31] MASHCHENKO, S.; WADSLEY, J.; COUCHMAN, H. Stellar feedback in dwarf galaxy formation. *Science*, American Association for the Advancement of Science, v. 319, n. 5860, p. 174–177, 2008.
- [32] PENARRUBIA, J. et al. The impact of dark matter cusps and cores on the satellite galaxy population around spiral galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, The Royal Astronomical Society, v. 406, n. 2, p. 1290–1305, 2010.
- [33] RICOTTI, M. Dependence of the inner dark matter profile on the halo mass. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 344, n. 4, p. 1237–1249, 2003.
- [34] RICOTTI, M.; WILKINSON, M. I. On the origin of dark matter cores in dwarf galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Science Ltd, v. 353, n. 3, p. 867–873, 2004.
- [35] RICOTTI, M.; PONTZEN, A.; VIEL, M. Is the concentration of dark matter halos at virialization universal? *The Astrophysical Journal Letters*, IOP Publishing, v. 663, n. 2, p. L53, 2007.
- [36] KOPOSOV, S. et al. The luminosity function of the milky way satellites. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 686, n. 1, p. 279, 2008.
- [37] WALSH, S.; WILLMAN, B.; JERJEN, H. The invisibles: a detection algorithm to trace the faintest milky way satellites. *The Astronomical Journal*, IOP Publishing, v. 137, n. 1, p. 450, 2008.
- [38] TOLLERUD, E. J. et al. Hundreds of milky way satellites? luminosity bias in the satellite luminosity function. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 688, n. 1, p. 277, 2008.
- [39] KIM, S. Y.; PETER, A. H.; HARGIS, J. R. there is no missing satellites problem. *arXiv preprint arXiv:1711.06267*, 2017.
- [40] BOYLAN-KOLCHIN, M.; BULLOCK, J. S.; KAPLINGHAT, M. Too big to fail? the puzzling darkness of massive milky way subhaloes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 415, n. 1, p. L40–L44, 2011.
- [41] TOLLERUD, E. J. et al. The splash survey: spectroscopy of 15 m31 dwarf spheroidal satellite galaxies. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 752, n. 1, p. 45, 2012.
- [42] BOYLAN-KOLCHIN, M.; BULLOCK, J. S.; KAPLINGHAT, M. The milky way’s bright satellites as an apparent failure of  $\lambda$ cdm. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 422, n. 2, p. 1203–1218, 2012.
- [43] POPOLO, A.; DELLIOU, M. L. Small scale problems of the  $\lambda$  cdm model: A short review. 2017.
- [44] BEGUM, A. et al. Baryonic tully–fisher relation for extremely low mass galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 386, n. 1, p. 138–144, 2008.

- [45] SAKAMOTO, T.; HASEGAWA, T. Discovery of a faint old stellar system at 150 kpc. *The Astrophysical Journal Letters*, IOP Publishing, v. 653, n. 1, p. L29, 2006.
- [46] PONTZEN, A.; GOVERNATO, F. How supernova feedback turns dark matter cusps into cores. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 421, n. 4, p. 3464–3471, 2012.
- [47] WALTER, F. et al. Things: The hi nearby galaxy survey. *The Astronomical Journal*, IOP Publishing, v. 136, n. 6, p. 2563, 2008.
- [48] PEÑARRUBIA, J. et al. The coupling between the core/cusp and missing satellite problems. *The Astrophysical Journal Letters*, IOP Publishing, v. 759, n. 2, p. L42, 2012.
- [49] GARRISON-KIMMEL, S. et al. Can feedback solve the too-big-to-fail problem? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 433, n. 4, p. 3539–3546, 2013.
- [50] GOVERNATO, F. et al. Cuspy no more: how outflows affect the central dark matter and baryon distribution in  $\lambda$  cold dark matter galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 422, n. 2, p. 1231–1240, 2012.
- [51] LOVELL, M. R. et al. The haloes of bright satellite galaxies in a warm dark matter universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 420, n. 3, p. 2318–2324, 2012.
- [52] NARAY, R. K. de et al. The case against warm or self-interacting dark matter as explanations for cores in low surface brightness galaxies. *The Astrophysical Journal Letters*, IOP Publishing, v. 710, n. 2, p. L161, 2010.
- [53] DALAL, N.; KOCHANNEK, C. Direct detection of cold dark matter substructure. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 572, n. 1, p. 25, 2002.
- [54] VEGETTI, S. et al. Detection of a dark substructure through gravitational imaging. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 408, n. 4, p. 1969–1981, 2010.
- [55] FADELY, R.; KEETON, C. R. Substructure in the lens he 0435- 1223. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 419, n. 2, p. 936–951, 2011.
- [56] NARAYANAN, V. K. et al. Constraints on the mass of warm dark matter particles and the shape of the linear power spectrum from the  $ly\alpha$  forest. *The Astrophysical Journal Letters*, IOP Publishing, v. 543, n. 2, p. L103, 2000.
- [57] DENT, J. B.; DUTTA, S.; SARIDAKIS, E. N. f (t) gravity mimicking dynamical dark energy. background and perturbation analysis. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, IOP Publishing, v. 2011, n. 01, p. 009, 2011.
- [58] ROCHA, M. et al. Cosmological simulations with self-interacting dark matter–i. constant-density cores and substructure. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 430, n. 1, p. 81–104, 2013.



- [59] PETER, A. H. et al. Cosmological simulations with self-interacting dark matter–ii. halo shapes versus observations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 430, n. 1, p. 105–120, 2013.
- [60] MIRALDA-ESCUDE, J. A test of the collisional dark matter hypothesis from cluster lensing. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 564, n. 1, p. 60, 2002.
- [61] NEWMAN, A. B. et al. The density profiles of massive, relaxed galaxy clusters. ii. separating luminous and dark matter in cluster cores. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 765, n. 1, p. 25, 2013.
- [62] NEWMAN, A. B. et al. The density profiles of massive, relaxed galaxy clusters. i. the total density over three decades in radius. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 765, n. 1, p. 24, 2013.
- [63] KAPLINGHAT, M.; KNOX, L.; TURNER, M. S. Annihilating cold dark matter. *Physical Review Letters*, APS, v. 85, n. 16, p. 3335, 2000.
- [64] ALBUQUERQUE, I. F.; HEROS, C. P. de los; ROBERTSON, D. S. Constraints on self interacting dark matter from IceCube results. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, IOP Publishing, v. 2014, n. 02, p. 047–047, feb 2014. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088%2F1475-7516%2F2014%2F02%2F047>>.
- [65] ROBERTSON, D. S.; ALBUQUERQUE, I. F. Probing velocity dependent self-interacting dark matter with neutrino telescopes. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, IOP Publishing, v. 2018, n. 02, p. 056, 2018.
- [66] SOTELO, D. S. R. Testando modelos de matéria escura auto-interagente com telescópios de neutrinos. 2017.
- [67] GOULD, A. Resonant enhancements in weakly interacting massive particle capture by the earth. *The Astrophysical Journal*, v. 321, p. 571–585, 1987.
- [68] JUNGMAN, G.; KAMIONKOWSKI, M.; GRIEST, K. Supersymmetric dark matter. *Physics Reports*, Elsevier, v. 267, n. 5-6, p. 195–373, 1996.
- [69] ASPLUND, M. et al. The chemical composition of the sun. *Annual review of astronomy and astrophysics*, Annual Reviews, v. 47, p. 481–522, 2009.
- [70] SALUCCI, P. et al. The dark matter density at the sun’s location. *Astronomy & Astrophysics*, EDP Sciences, v. 523, p. A83, 2010.
- [71] CATENA, R.; ULLIO, P. A novel determination of the local dark matter density. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, IOP Publishing, v. 2010, n. 08, p. 004, 2010.
- [72] GRIEST, K.; SECKEL, D. Cosmic asymmetry, neutrinos and the sun. *Nuclear Physics B*, Elsevier, v. 283, p. 681–705, 1987.
- [73] WILLIAMS, D. R. *Sun fact sheet (NASA)*. 2004. 2018. Disponível em: <<https://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/sunfact.html>>.
- [74] RITZ, S.; SECKEL, D. Detailed neutrino spectra from cold dark-matter annihilations in the sun. *Nuclear Physics B*, Elsevier, v. 304, p. 877–908, 1988.

- [75] ZENTNER, A. R. High-energy neutrinos from dark matter particle self-capture within the sun. *Physical Review D*, APS, v. 80, n. 6, p. 063501, 2009.
- [76] EDSJÖ, J. *WimpSim Code*. 2019. Disponível em: <<http://wimpsim.astroparticle.se/code.html>>.
- [77] HALZEN, F.; KLEIN, S. R. Invited review article: Icecube: an instrument for neutrino astronomy. *Review of Scientific Instruments*, American Institute of Physics, v. 81, n. 8, p. 081101, 2010.
- [78] FUKUDA, S. et al. The super-kamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Elsevier, v. 501, n. 2-3, p. 418–462, 2003.
- [79] SAJI, C. Study of upward-going muons in super-kamiokande. 2002.
- [80] KAJITA, T.; KEARNS, E.; SHIOZAWA, M. Establishing atmospheric neutrino oscillations with super-kamiokande. *Nuclear Physics B*, v. 908, p. 14 – 29, 2016. ISSN 0550-3213. Neutrino Oscillations: Celebrating the Nobel Prize in Physics 2015. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321316300554>>.
- [81] BAHCALL, J. N.; SERENELLI, A. M.; BASU, S. New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes. *The Astrophysical Journal Letters*, IOP Publishing, v. 621, n. 1, p. L85, 2005.
- [82] PUMPLIN, J. et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global qcd analysis. *Journal of High Energy Physics*, IOP Publishing, v. 2002, n. 07, p. 012, 2002.
- [83] NADOLSKY, P. M. et al. Implications of cteq global analysis for collider observables. *Physical Review D*, APS, v. 78, n. 1, p. 013004, 2008.
- [84] MCDONOUGH, W. 3.16–compositional model for the earth’s core. *Treatise on geochemistry*, Pergamon Oxford, p. 547–568, 2003.
- [85] NITTA, K. Neutrino oscillation analysis of upward through-going and stopping muons in super-kamiokande. 2008.
- [86] HONDA, M. et al. Calculation of atmospheric neutrino flux using the interaction model calibrated with atmospheric muon data. *Physical Review D*, APS, v. 75, n. 4, p. 043006, 2007.
- [87] VOLKOVA, L. Energy spectra and angular distributions of atmospheric neutrinos. In: *DUMAND summer workshop, University of California, La Jolla, CA, July 24-September 2, 1978, proceedings. Volume 1-array studies*. [S.l.: s.n.], 1979.
- [88] RANDALL, S. W. et al. Constraints on the self-interaction cross section of dark matter from numerical simulations of the merging galaxy cluster 1e 0657–56. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 679, n. 2, p. 1173, 2008.
- [89] ZAVALA, J.; VOGELSBERGER, M.; WALKER, M. G. Constraining self-interacting dark matter with the milky way’s dwarf spheroidals. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, Oxford University Press, v. 431, n. 1, p. L20–L24, 2013.

- 
- [90] AARTSEN, M. G. et al. Search for dark matter annihilations in the sun with the 79-string icecube detector. *Physical review letters*, APS, v. 110, n. 13, p. 131302, 2013.