

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

**Testes de modelos de matéria escura relacionados aos
excessos leptônicos medidos pelo PAMELA e
FermiLAT**

Denis Stefan Robertson Sotelo

Orientadora: Prof^a. Dr^a. Ivone Freire M. Albuquerque

Dissertação de mestrado apresentada
ao Instituto de Física para a obtenção
do título de Mestre em Ciências

Comissão Examinadora:

Prof^a. Dr^a. Ivone Freire M. Albuquerque (IFUSP)

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

Prof. Dr. Orlando Luis Goulart Peres (UNICAMP)

São Paulo
2012

Sumário

Introdução	1
1 Matéria Escura	3
1.1 Evidências de Matéria Escura	3
1.1.1 Aglomerados de Galáxias	4
1.1.2 Curvas de Rotação de Galáxias	7
1.1.3 MOND	9
1.1.4 Bullet Cluster	9
1.1.5 Nucleossíntese Primordial	11
1.1.6 Formação de Estruturas	12
1.2 Candidatos à Matéria Escura	12
1.2.1 Candidatos do SM	13
1.2.2 Candidatos Além do SM	15
2 Detecção	18
2.1 Detecção Direta	18
2.1.1 CDMS	20
2.1.2 DAMA	23
2.1.3 XENON100	24
2.2 Detecção Indireta	26
2.2.1 PAMELA	27
2.2.2 Fermi LAT	27
2.2.3 IceCube	30
3 Aniquilação de Matéria Escura	33
3.1 Captura de WIMPs na Terra	34
3.2 Aniquilação de WIMPs na Terra	39
3.3 Neutrinos do Centro da Terra	40
4 Eventos em Telescópios de Neutrinos	42
4.1 Estimativa Analítica da Taxa de Eventos em IceCube	42
4.2 Taxa de Eventos Usando WIMPSIM	45
5 Resultados e Conclusões	48
5.1 Limites Usando Resultados do IceCube-40	49
5.2 Limites em AMANDA-II	55
5.3 Conclusões	56

Resumo

Atualmente existem muitas evidências da presença de matéria escura no Universo. Estas motivaram a existência de vários experimentos para sua detecção. Entre os experimentos de detecção indireta de matéria escura, o PAMELA, o ATIC e o Fermi-LAT observaram recentemente excessos de elétrons e pósitrons no fluxo galáctico em relação ao esperado para estas partículas. Estes resultados podem ser explicados pela aniquilação de matéria escura com massas entorno a 1 TeV em nossa galáxia, com produção de léptons. No entanto, para tal, estas observações requerem um aumento na taxa de aniquilação relativa à esperada da produção térmica de matéria escura. Este aumento pode ser devido a existência de subestruturas de matéria escura no halo galáctico ou a mecanismos de interação, como o efeito Sommerfeld, que aumentam a seção de choque de aniquilação das partículas de matéria escura. Neste último caso, deve ocorrer também um aumento na taxa de neutrinos provenientes da aniquilação de matéria escura no núcleo da Terra. Neste trabalho, estimamos as taxas destes neutrinos e usamos os resultados finais do AMANDA-II e resultados recentes de IceCube para testar cenários genéricos que contemplam um aumento na seção de choque de aniquilação. Apresentamos os nossos resultados em função da seção de choque de interação da matéria escura com os núcleons multiplicada pela fração da aniquilação das partículas de matéria escura em neutrinos e, também em função de um fator genérico de *boost* que parametriza o aumento na seção de choque de aniquilação. Encontramos que modelos de matéria escura requerem fatores de *boost* da ordem $O(100)$ ou mais e que se aniquilam significativamente em neutrinos são excluídos como explicação dos excessos leptônicos medidos.

Palavras chave: matéria escura, telescópio de neutrinos, fator de *boost*

Abstract

Currently there are many evidences of the existence of dark matter in the Universe. These led to experimental dark matter searches and, among them, some indirect detection experiments, PAMELA, ATIC and Fermi-LAT, have recently observed excesses in the galactic flux of electrons and positrons relative to the expected flux of these particles. These results could be explained by dark matter, with masses of the order of 1 TeV, annihilating into leptons in our galaxy. However, in order for this to explain the mentioned excesses, it is required that the dark matter annihilation rate is greater than the implied rate assuming the expected dark matter thermal annihilation cross section. This greater rate could be due to the presence of dark matter substructures in the galactic halo or due to interaction mechanisms, such as the Sommerfeld effect, that enhance the dark matter annihilation cross section. In the latter case, an enhancement in the neutrino flux from annihilation of dark matter particles in the Earth nucleus should also occur. In this work, we use the final results of AMANDA-II and recent results of IceCube to probe generic enhancement scenarios. We present results as a function of the dark matter-nucleon interaction cross section weighted by the branching fraction into neutrinos, and as a function of a generic boost factor, which parametrizes the expected enhancement of the annihilation rate. We find that dark matter models that require boosts factors of $O(100)$ or more and that annihilate mainly into neutrinos are excluded as a explanation for the observed leptonic excesses.

Keywords: dark matter, neutrino telescopes, enhanced annihilation

Agradecimentos

Uma das partes mais difíceis de escrever esta dissertação foi justamente os agradecimentos, pois não encontro as palavras com que expressar minha imensa gratidão a todas as pessoas que de longe ou de perto me apoiaram durante todo este tempo. Meus pais os *chanchos*, meu amor, a *hermananacha*, os amigos, os professores, a todos vocês um obrigado enorme.

De maneira muito especial, quero agradecer a Ivone, a quem por sempre estarei agradecido.

Finalmente, agradeço ao CNPq pelo financiamento durante este projeto e ao Departamento de Física Experimental pela infraestrutura disponibilizada.

Introdução

Como resultado de muitas e diversas observações astrofísicas, sabemos que aproximadamente 20% do conteúdo energético do Universo corresponde à matéria escura, matéria esta que interage gravitacionalmente, mas não eletromagneticamente. No entanto, apesar de que a sua composição ainda é desconhecida, existem vários candidatos a constituí-la, provenientes de modelos além do Modelo Padrão da Física de Partículas (SM). Entre estes, os WIMPs, que agrupam os candidatos massivos e que interagem fracamente. Estes possuem seções de choque de aniquilação $\langle\sigma v\rangle_r$ em torno de $3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ e são oriundos do equilíbrio térmico nos inícios do Universo primordial, sendo hoje relíquias térmicas. Existem também muitos outros tipos de candidatos e descreveremos alguns deles no decorrer desta dissertação.

Na busca de identificar a composição da matéria escura e de suas propriedades, vários experimentos procuram detectar sinais das partículas que compõem a matéria escura. Experimentos estes tanto de detecção direta, como de detecção indireta através dos produtos de suas aniquilações, que resultam em partículas do SM.

Resultados recentes, de experimentos de detecção indireta, podem ser interpretados como devidos à aniquilação de partículas de matéria escura na nossa galáxia. As medidas do espectro de elétrons e pósitrons do PAMELA [71] e Fermi-LAT [75] mostram um excesso em relação ao fluxo esperado destas partículas, que podem ser explicados por modelos de matéria escura com massas da ordem dos TeV e aniquilação em canais leptônicos [79, 80, 90]. No entanto, estes modelos requerem que a seção de choque de aniquilação das partículas de matéria escura, seja maior que a seção de aniquilação térmica $\langle\sigma v\rangle_r$. Este aumento na seção de aniquilação, que pode ser parametrizado por um fator de *boost* B_F , implicaria em sinais de neutrinos observáveis em detectores como IceCube [92].

Neste trabalho vamos testar alguns dos modelos de matéria escura que explicariam os excessos leptônicos medidos nestes experimentos, através de um aumento na seção de choque de aniquilação da matéria escura. Para isto, analisaremos a aniquilação no centro da Terra, onde determinaremos o fluxo de neutrinos resultante destas aniquilações de matéria escura e a conseqüente taxa de eventos a ser medida por telescópios de neutrinos. Para tal, determinaremos a taxa de captura e aniquilação dos WIMPs na Terra, o espectro

de neutrinos originados nestas aniquilações e, através de simulação Monte Carlo, determinaremos a taxa de eventos esperada tanto para IceCube como para AMANDA-II. Em seguida, compararemos nossos resultados com as medidas destes experimentos. Com isto, imporemos limites de exclusão ao espaço de parâmetros explorado (B_F, σ) , restringindo, desta forma, alguns propostos como explicação para os excessos leptônicos.

É importante notar que a análise relativa a IceCube reproduz o trabalho apresentado em [105] e, apresentaremos uma análise original utilizando os resultados de AMANDA-II.

No capítulo 1, revisaremos distintas evidências da presença de matéria escura no Universo, assim como seus principais candidatos. No capítulo 2, descrevemos a detecção direta e indireta de matéria escura, ressaltando resultados recentes de alguns experimentos, entre eles o PAMELA e o Fermi-LAT. Em seguida no capítulo 3, discutiremos a captura e aniquilação de WIMPs na Terra e o fluxo de neutrinos produzidos nestas aniquilações. No capítulo 4, obteremos a taxa de eventos em telescópios de neutrinos. Finalmente, no capítulo 5 compararemos a taxa de eventos estimada em função do fator de *boost* B_F na aniquilação dos WIMPs, com os resultados de IceCube e, independentemente, com os do AMANDA-II. Em seguida analisamos nossos resultados, impondo limites nos modelos com aniquilações a léptons.

Capítulo 1

Matéria Escura

A idéia da matéria escura surgiu como explicação para muitas observações astrofísicas. Estas mostravam uma discrepância entre a massa inferida a partir da luminosidade dos sistemas observados e a determinada por efeitos gravitacionais, sendo esta última sempre maior. Desta forma, a presença de matéria não luminosa (escura) daria conta da diferença nas observações.

Atualmente a hipótese da matéria escura é bem estabelecida e constitui componente básica de nosso Universo. As evidências experimentais sugerem que seja composta de partículas desconhecidas, que não estão incluídas no Modelo Padrão da Física de Partículas (SM) e que são eletricamente neutras e em geral é assumido que são estáveis. Mas, apesar das várias observações que evidenciam a existência de matéria escura, a natureza dela é um enigma da física atual, sabendo-se pouco sobre a sua composição, massa e como ela interage com as outras partículas.

Por outra parte, medidas precisas recentes [39] indicam que a matéria escura constitui 22.8% do conteúdo energético total do Universo. Sendo a maior parte (72.7%) constituída de energia escura e apenas os 4.5% restantes de matéria comum. Esta última é constituída por partículas conhecidas, em sua maioria prótons e nêutrons, e por isso normalmente chamada de matéria bariônica. Desta forma, a matéria escura constitui a maior parte do conteúdo de matéria do Universo, convertendo-se sua investigação em uma necessidade. Neste capítulo descreveremos brevemente algumas das evidências da matéria escura e, na sequência, alguns dos candidatos mais explorados.

1.1 Evidências de Matéria Escura

Uma das primeiras evidências de matéria escura foi encontrada por F. Zwicky, nos anos 30, a partir de considerações cinemáticas de aglomerados de galáxias, as quais implicavam na existência de matéria não luminosa. Hoje em dia se existem observações que

evidenciam a presença de matéria escura. Como exemplos, temos as curvas de rotação de galáxias, resultados de medidas por lentes gravitacionais e encontros de aglomerados como o famoso “Bullet Cluster”, entre outras. Estas observações variam tanto nos métodos que utilizam para determinar a massa dos diferentes sistemas, como na escala de tamanho dos próprios sistemas e é notório que distintas observações indiquem aproximadamente a mesma quantidade de matéria escura.

É importante mencionar que algumas destas observações podem ser explicadas por hipóteses alternativas como gravidade modificada (*MOdified Newtonian Dynamics* - MOND) sem incluir matéria escura. No entanto, nenhuma das versões destas teorias é compatível com todas as observações independentes existentes, além de apresentarem outros problemas [32].

Abaixo descrevemos brevemente algumas das observações que evidenciam a existência de matéria escura, dando ênfase nos diferentes métodos de medidas da massa dos sistemas astrofísicos. Também discutiremos sucintamente observações que limitam o conteúdo bariônico no Universo.

1.1.1 Aglomerados de Galáxias

Como já comentamos anteriormente Zwicky foi uns dos primeiros a sugerir a presença de matéria não luminosa, a partir de pesquisas sobre as características de aglomerados de galáxias [5, 6]. Nestas, observou que a dispersão de velocidades de rotação das galáxias do aglomerado Coma era compatível com uma densidade de matéria muito maior que a da matéria luminosa. Este resultado surpreendente sugeriu a Zwicky que a forma de obter a massa através da luminosidade era limitada e representava apenas um limite inferior à massa real do aglomerado. Também, que para obter um resultado mais confiável, era preciso conhecer a quantidade de matéria escura (não luminosa) presente nestes aglomerados.

A seguir descrevemos três métodos independentes de medir a massa dos aglomerados.

Estimativas Cinemáticas da Massa

Este método se baseia na medida das velocidades das galáxias que compõem o aglomerado para calcular sua massa total. Este método foi usado por Zwicky, ao estudar a massa do aglomerado de Coma. Ele usou o teorema do virial, que relaciona a energia potencial e a energia cinética de um sistema. Baseando-se no pressuposto de que o aglomerado é um sistema mecanicamente estacionário e assumindo que as interações entre as galáxias componentes são bem descritas pela lei gravitacional de Newton, o teorema do virial tem a forma: $2\langle T \rangle + \langle U \rangle = 0$, onde $\langle T \rangle$ e $\langle U \rangle$ são as médias da energia cinética e potencial

respectivamente. Com isso ele obteve uma estimativa da massa total do aglomerado em função da média do quadrado das velocidades individuais $\langle v^2 \rangle$ das galáxias componentes:

$$M \sim \frac{R\langle v^2 \rangle}{5G} \quad (1.1)$$

onde R é o raio do aglomerado e G a constante de gravitação.

Com as velocidades observadas, medidas através do *redshift*, obteve uma massa média por galáxia $\bar{m} = 4.5 \times 10^{10} M_{\odot}$, sendo M_{\odot} a massa do Sol. Considerando a luminosidade de uma galáxia média ao redor de $8.5 \times 10^7 L_{\odot}$, onde L_{\odot} é a luminosidade do Sol, Zwicky obteve a razão massa-luminosidade das galáxias do aglomerado de Coma, $M/L \sim 500M_{\odot}/L_{\odot}$, a qual é aproximadamente 200 vezes maior do que o valor para as galáxias locais mais próximas.

Também nos anos 30 e de maneira similar, S. Smith determinou a massa do aglomerado Virgo a partir das velocidades das galáxias que o compõem [7], obtendo uma massa média por galáxia $\bar{m} = 2 \times 10^{11} M_{\odot}$, que também difere do valor obtido através da luminosidade por um fator de 200. Adicionalmente, resultados mais recentes para as massas de aglomerados de galáxias [8, 9, 10] indicam valores muito similares aos obtidos nestes primeiros trabalhos, com

$$\frac{M}{L} \sim 300h \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}}, \quad (1.2)$$

onde h é o chamado parâmetro adimensional de Hubble. Este historicamente representava a incerteza na medida da constante de Hubble H_0 , de forma que $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ e as medidas recentes obtém $h = 0.704 \pm 0.025$ [39]. Se consideramos que os aglomerados de galáxias são sistemas suficientemente grandes para representarem estatisticamente a distribuição da matéria no Universo inteiro, obtemos que o conteúdo total de matéria é $\Omega \approx 0.2 - 0.3$ [11, 12].

Raios X

A massa dos aglomerados de galáxias também pode ser medida, de forma independente do descrito acima, usando raios X. Estes permitem observar o gás quente presente nos aglomerados. Assumindo que o gás está em equilíbrio térmico no poço gravitacional gerado pelo aglomerado e usando a equação do equilíbrio hidrodinâmico:

$$\frac{1}{\rho(r)} \frac{dP(r)}{dr} = -\frac{GM(\leq r)}{r^2}, \quad (1.3)$$

é possível relacionar a pressão $P(r)$ e a densidade do gás $\rho(r)$ com a massa do aglomerado. Observacionalmente a densidade e a temperatura do gás são determinadas através da intensidade e do espectro dos raios X respectivamente. Do perfil da temperatura é

possível determinar o perfil da pressão, o que permite a reconstrução da distribuição radial da massa. Resultados deste tipo de medidas [13, 14, 15] compatíveis entre os distintos aglomerados, indicam que $M/L \gtrsim 100hM_{\odot}/L_{\odot}$.

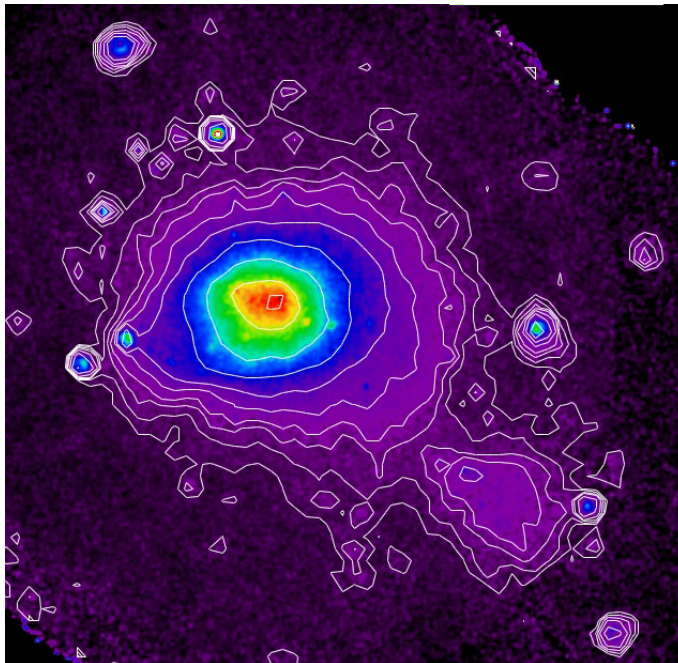


Figura 1.1: Imagem em raios X do aglomerado de Coma. As regiões de maior temperatura são as vermelhas e as regiões azuis são as mais frias. (Imagem tirada pelo telescópio ROSAT [16]).

Lentes Gravitacionais

Outra maneira de obter a massa dos aglomerados de galáxias é através do efeito de lentes gravitacionais. Este método permite medir diretamente a massa de um aglomerado sem pressupostos sobre o seu estado dinâmico. Se baseia na medida das deflexões sistemáticas que os fótons, provenientes de galáxias distantes do fundo da imagem, sofrem devido à massa do aglomerado. Resultados oriundos deste tipo de medidas, concordam com os obtidos por outros métodos. Por exemplo, a razão massa-luminosidade para o aglomerado de Abell 2218, medido através de lentes gravitacionais é consistente com o valor inferido a partir de raios X [17]. Também, medidas das massas por lentes gravitacionais fracas de 20 aglomerados de galáxias [18], obteve resultados compatíveis com as massas inferidas por estudos de raios X e com medidas da dispersão de velocidades dos aglomerados.



Figura 1.2: Efeitos de lentes gravitacionais no aglomerado de galáxias Abell 2218. A gravidade do aglomerado causa distorções claramente observáveis na imagem das galáxias distantes. Imagem tirada pelo telescópio espacial Hubble. (Imagem tirada pelo telescópio espacial Hubble [19]).

1.1.2 Curvas de Rotação de Galáxias

Outra evidência da presença de matéria escura vem do estudo das curvas de rotação de galáxias. Estas mostram a velocidade de rotação de uma galáxia em função da distância r ao seu centro. Para entender o problema, considere uma partícula, que orbita uma galáxia de massa M , a uma distância r . Da dinâmica de Newton espera-se que a velocidade seja dada por

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}. \quad (1.4)$$

Dado que nos limites externos da galáxia se espera que a massa varie muito pouco com a distância, a velocidade de rotação deveria então diminuir de acordo com $r^{-1/2}$. No entanto, isso não é observado. Um dos primeiros trabalhos que mostraram claramente que as curvas de rotação não concordavam com o esperado foram as observações de V. Rubin [21]. Ela estudou várias galáxias espirais, que diferiam em tamanho, massa e luminosidade e em todas elas a velocidade de rotação ou continuava constante ou aumentavam mesmo a distâncias além do limite óptico. Para que isto ocorra, a massa da galáxia deve aumentar com a distância, sugerindo fortemente que a dinâmica das galáxias é dominada pela presença de matéria não luminosa.

Estes resultados motivaram futuras observações que estendem as medidas das curvas de rotação além do limite óptico. Para isso se aproveitou a observação da linha de 21 cm do hidrogênio neutro (HI). Esta linha espectral corresponde a transição hiperfina do

nível 1s do átomo de hidrogênio, a qual é muito rara, mas, devido à grande quantidade de hidrogênio neutro nas galáxias espirais, é observável. Resultados que usaram este método (por exemplo [22, 23]) constataram que a velocidade das curvas de rotação continuam constantes a distâncias superiores ao limite óptico, confirmando a presença significativa de matéria não luminosa nas galáxias.

Adicionalmente estudos mais detalhados das curvas de rotação permitem obter um perfil da densidade da matéria não luminosa presente nas galáxias. Para isto se mede o *redshift* e a intensidade da radiação eletromagnética proveniente de uma galáxia, em função da distância ao centro desta, em diferentes bandas do espectro, para obter informação dos distintos componentes da galáxia. Normalmente se usa a banda K infravermelha para o disco estelar e a banda HI antes mencionada correspondente ao gás atômico. Com estes dados é possível inferir a contribuição à velocidade de rotação de cada uma das componentes luminosas. Como mostra a figura 1.3 a matéria luminosa não dá conta da velocidade medida. Então, através da diferença entre a velocidade esperada (considerando só matéria luminosa) e a observada, se obtêm a contribuição devida à presença do halo de matéria escura na galáxia.

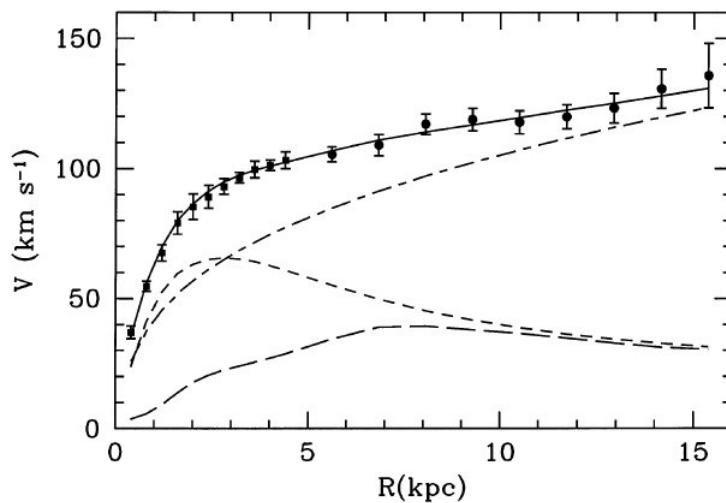


Figura 1.3: Curva de rotação da galáxia M33 extraída de [24]. Os pontos representam os dados e a linha contínua corresponde ao ajuste. A contribuição do disco estelar (traços curtos), do gás (traços longos) e do halo de matéria escura (traços com pontos), também são mostrados.

Hoje existem curvas de rotação de um grande número de galáxias [24, 25, 26], com o mesmo comportamento descrito anteriormente, indicando a forte contribuição da matéria não luminosa. Até hoje, quase a totalidade das galáxias espirais observadas apresentam um halo de matéria escura que domina a sua dinâmica de rotação [27]. A razão massa-luminosidade inferidas nas observações feitas é ao redor de $M/L \sim 10hM_{\odot}/L_{\odot}$ sendo este

valor próximo de $100hM_{\odot}/L_{\odot}$ para galáxias anãs [28].

1.1.3 MOND

Uma hipótese alternativa que se formulou para explicar as curvas de rotação das galáxias, é que as leis de Newton não seriam válidas nestas escalas. Este tipo de modelos, propostos inicialmente em 1983 [29], modificam a segunda lei de Newton e por isso são denominados de MOND (*MOdified Newtonian Dynamics*). De acordo com estes modelos existe uma nova constante na natureza, a aceleração $a_0 \approx 2 \times 10^{-10} \text{ m s}^{-2}$, que determina a escala de acelerações na qual os efeitos de MOND são importantes.

MOND resolve bem o problema das curvas de rotação observadas [20]. Contudo, este tipo de modelos apresentam várias complicações sérias, especialmente quando é aplicado em escalas diferentes das galácticas [30]. Entre estas dificuldades, este modelo requer maior quantidade de matéria bariônica do que o permitido pelas observações de *Big Bang* Nucleosíntesis (Sec 1.1.5), não podem explicar o espectro da radiação cósmica de fundo [31] e requerem um valor da constante cosmológica superior ao esperado [32].

1.1.4 Bullet Cluster

Uma observação que favorece claramente a hipótese da presença de matéria escura sobre as hipóteses de interação gravitacional modificada, seria a observação de um sistema em que a matéria bariônica e a matéria escura inferida apareçam segregadas espacialmente. Esse foi o caso do encontro a alta velocidade de aglomerados de galáxias 1E 0657-558 denominado Bullet Cluster, que constitui evidência direta de matéria escura [33].

Para entender o que acontece num encontro de dois aglomerados de galáxias como o Bullet Cluster, devemos ter em conta que a matéria bariônica de um aglomerado é constituída em $\sim 90\%$ pelo gás quente na forma de plasma do *intercluster medium* (ICM), majoritariamente composto de H e He ionizado e só $\sim 10\%$ pelas galáxias que o formam. Durante o encontro as galáxias e a matéria escura se comportam como partículas que não colidem e continuam sua trajetória. Isto é representado em azul nos extremos da figura 1.4. Enquanto isto, o plasma interage bastante, sendo freado pela interação e permanecendo na região interna do encontro, representado em vermelho na mesma figura. Assim, na ausência de matéria escura, os picos de massa do Bullet Cluster ficariam no centro coincidindo com o plasma.

Na figura 1.5 se mostra a distribuição de massa deste encontro, usando a técnica de lentes gravitacionais. Esta técnica gera mapas de potencial gravitacional. Pode-se comparar estes mapas com a distribuição da matéria bariônica obtida por imagens de raios X, que indicam a concentração do plasma. Os resultados destes estudos mostram

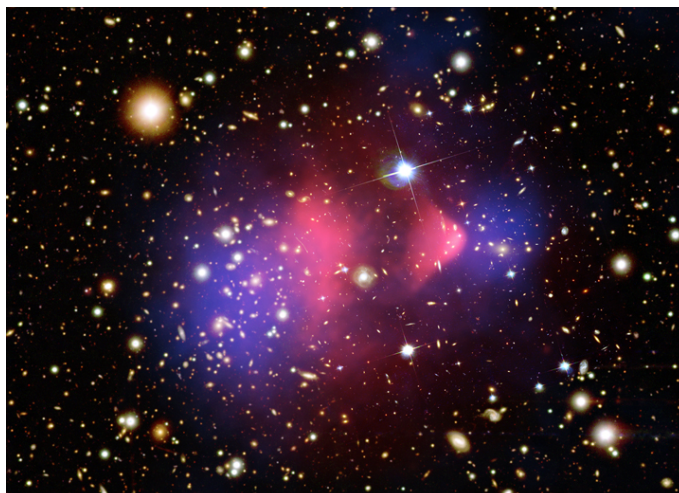


Figura 1.4: Imagem composta do Bullet Cluster 1E 0657-558. A região vermelha central corresponde a matéria bariônica na forma de plasma. As regiões azuis a os extremos representam a matéria escura. Uma maior intensidade indica maior densidade de matéria. Extraído de [34].

que os picos de massa total estão localizados na região externa do Bullet Cluster diferindo em 8 sigmas dos picos de massa bariônica [33].

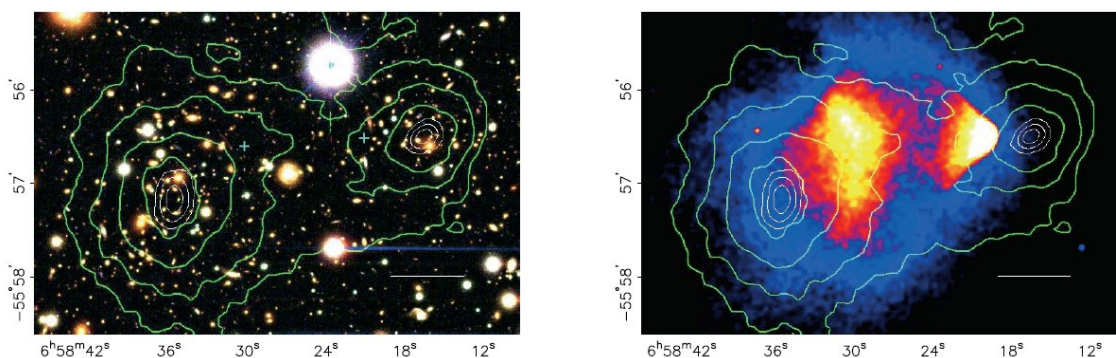


Figura 1.5: Em linhas verdes o mapa da distribuição de massa total, sendo a linha externa a de menor densidade. A imagem da esquerda mostra a correlação dos picos de massa total com a distribuição das galáxias no Bulet Cluster 1E 0657-558. A imagem da direita mostra que o gás quente não explica os picos de densidade de massa total. Extraído de [33].

A hipótese de matéria escura é a única que consegue explicar esta colisão. Devido a sua interação fraca, a matéria escura se comporta de forma similar as galáxias dos aglomerados durante o encontro, passando sem colidir.

É importante ressaltar que estas observações põem em sérias dificuldades as teorias de gravidade modificada como explicação a matéria escura, pois estas deveriam gerar um

poço de potencial maior deslocado da região onde se encontra Outro exemplo deste tipo de encontros de aglomerados, entre outros, é o MACS J0025.4-1222 [35], no qual se observa uma separação entre a matéria escura e a bariônica maior que 4 sigmas.

1.1.5 Nucleossíntese Primordial

A nucleossíntese primordial, chamada também de *Big Bang* Nucleossíntese (BBN), se refere ao processo de formação dos primeiros núcleos leves nos minutos iniciais do Universo. Logo após o *Big Bang*, o Universo era ainda muito quente para permitir que os prótons ficassem ligados aos nêutrons formando os núcleos, mas conforme o Universo se foi expandindo e esfriando a formação destes se tornou possível.

O modelo de nucleossíntese primordial padrão prevê com relativa precisão (10% - 0.1%) [36] as abundâncias dos núcleos mais leves: H, D, ^3He , ^4He e ^7Li . Segundo este modelo, devido a competição entre a taxa de expansão do Universo, as taxas de conversão entre prótons e nêutrons através de interações fracas e as taxas das reações nucleares, só esses núcleos podem ser sintetizados nos primeiros minutos da vida do Universo com abundâncias observáveis. É importante notar que as abundâncias destes núcleos leves, são expressas em função de um só parâmetro $\eta = n_b/n_\gamma$, a razão entre bárions e fótons [4].

Um dos problemas nas medidas das abundâncias primordiais é a evolução do Universo, onde a abundância atual foi modificada por processos astrofísicos, como a produção e destruição de estrelas, que ocorreram muito depois da síntese primordial. Como solução se procuram objetos astrofísicos, como quasares primordiais ou regiões com escassa presença de núcleos pesados, onde se supõe que estes processos astrofísicos ou não interferiram significativamente ou que seu efeito possa ser estimado com certa precisão. Se mede então, nestes objetos astrofísicos, a razão da abundância entre dois núcleos, sendo tipicamente um dos núcleos o H por ser o mais fácil de medir.

As observações concordam com as abundâncias previstas para os quatro núcleos, o qual é muito notável, dado que abrangem mais de nove ordens de magnitude. As observações limitam o valor da razão de bárions e fótons η no intervalo $4.2 \times 10^{-10} < \eta < 6.3 \times 10^{-10}$, implicando que o parâmetro de densidade bariônica Ω_b deve estar entre $0.015 < \Omega_b h^2 < 0.023$ [37]. Assim, estas observações impõem um limite na quantidade de matéria bariônica no Universo, sendo claro que esta é insuficiente para dar conta do conteúdo total de matéria observada. Resultados mais recentes têm como valor mais provável $\Omega_b h^2 = 0.021$, obtido também através das medidas da razão entre as abundâncias de núcleos leves [38].

Os resultados do WMAP [39], que até hoje são os de melhor precisão, mediram independentemente o parâmetro de densidade bariônica e obtiveram $\Omega_b h^2 = 0.02249_{-0.00057}^{+0.00056}$ o qual concorda muito bem com os valores dados acima. Estes resultados do WMAP

indicam que apenas $4.55 \pm 0.28\%$ do conteúdo energético do Universo é constituído pelos bárions e que a contribuição da matéria escura é de $22.8 \pm 2.7\%$.

1.1.6 Formação de Estruturas

Os dados da radiação cósmica de micro-ondas de fundo (CMBR) mostram que as flutuações de temperatura no início do Universo eram muito pequenas, da ordem $\delta T/T \sim 10^{-5}$ [40, 41]. Dado que naquela época o plasma bariônico existente no Universo era fortemente acoplado à radiação, as variações na densidade de matéria eram também desta ordem e não podiam crescer antes da época de recombinação¹.

Atualmente as estruturas que observamos no Universo, como galáxias e aglomerados, indicam flutuações na densidade de matéria $\delta\rho/\rho \gtrsim 1$. Estas estruturas se formaram a partir das pequenas flutuações iniciais de matéria, que foram crescendo pela interação gravitacional. No entanto, se houvesse apenas matéria bariônica as flutuações seriam hoje da ordem $\delta\rho/\rho \gtrsim 10^{-2}$, em total desacordo com as observações [1].

A hipótese de matéria escura consegue conciliar as observações do CMBR com a formação das estruturas que observamos hoje. Estas tiveram tempo suficiente para se formar, já que as perturbações iniciais na densidade de matéria escura começaram a crescer antes da época de recombinação por seu precoce desacoplamento. Depois, quando o desacoplamento dos fótons e bárions ocorreu, estes últimos caem rapidamente nos poços de potencial já existentes. Assim, a matéria escura desempenha o papel de acelerador do processo de formação de estruturas.

1.2 Candidatos à Matéria Escura

Dadas as várias evidências mencionadas é claro que a matéria luminosa observada é insuficiente para explicar os dados observacionais e portanto, é necessária a presença de matéria não luminosa. A seguir revisamos os principais candidatos dentro e fora do SM a constituir a matéria escura.

¹A época de recombinação é quando, devido ao esfriamento do Universo, os elétrons e núcleos atômicos já existentes ficam ligados formando átomos neutros. Isto acontece quando o Universo alcança uma temperatura de $T \sim 0.3$ eV, que ocorre devido à expansão do Universo. Nesta temperatura a densidade de elétrons livres diminui até o ponto em que o caminho livre médio dos fótons λ_γ é maior que a distância de Hubble H^{-1} , dando lugar ao desacoplamento térmico entre a matéria e a radiação.[4]

1.2.1 Candidatos do SM

Matéria Escura Bariônica

Hoje em dia se tem bastante claro que a matéria bariônica não é suficiente para compor a totalidade da matéria do Universo. *Big Bang* Nucleossíntese e as observações da CMBR impõem um limite na quantidade de matéria bariônica existente, concordando em $\Omega_b \simeq 0.04$. Por outro lado a contribuição das estrelas é somente de $\Omega_{\text{estrelas}} \simeq 0.005$, possibilitando a existência de matéria bariônica escura, que não interagiria eletromagneticamente. Esta foi denominada de *MAssive Compact Halo Objects* (MACHOs) e poderia contribuir, pelo menos parcialmente, na solução ao problema da matéria escura. Os MACHOs incluem objetos bariônicos não luminosos como planetas gigantes, anãs marrons, estrelas mortas como anãs brancas, estrelas de nêutrons ou buracos negros. As massas destes objetos variam num amplo intervalo de massas: $\sim 0.001M_{\odot}$ para planetas gigantes, $\sim 0.08M_{\odot}$ para anãs marrons, chegando até massas da ordem $\sim 100M_{\odot}$ para buracos negros [3].

Se desenvolveram técnicas especiais para a procura destes objetos, sendo que a principal se baseia no efeito relativístico de *microlensing*. Um MACHO ao passar pela linha telescópio-estrela de fundo produz, devido a sua massa, um efeito de lente gravitacional fraco. Se a massa do MACHO é pequena e as distorções na imagem não podem ser observadas separadamente, ainda assim se observa um aparente aumento no brilho da fonte. Este aumento e sua duração deste dependem da massa, velocidade e distância do MACHO [1]. Na prática, se observam simultaneamente vários milhões de estrelas durante um período estendido de tempo, para aumentar a chance de observar o aumento do brilho em algumas das estrelas em observação, devido aos objetos do halo escuro.

As primeiras observações de MACHOs foram feitas em 1993 [42]. Atualmente se tem limites confiáveis para a contribuição dos MACHOs à massa total do halo galáctico. A Figura 1.6 mostra estes limites com 95% de confiança, indicando que no máximo apenas uma pequena porcentagem da massa do halo poderia ser constituída por matéria bariônica escura.

Neutrinos

Devido as observações de oscilações de neutrinos, resultantes de vários tipos de experimentos como o SNO e o Kamiokande-II, sabemos que os neutrinos são massivos. Isto os convertem em candidatos naturais à matéria escura, com a vantagem de serem partículas já conhecidas.

Das medidas de experimentos de neutrinos como o decaimento do trítio e de oscilações se sabe que estes são muito leves, com massas menores que 2 eV [46]. A massa leve dos

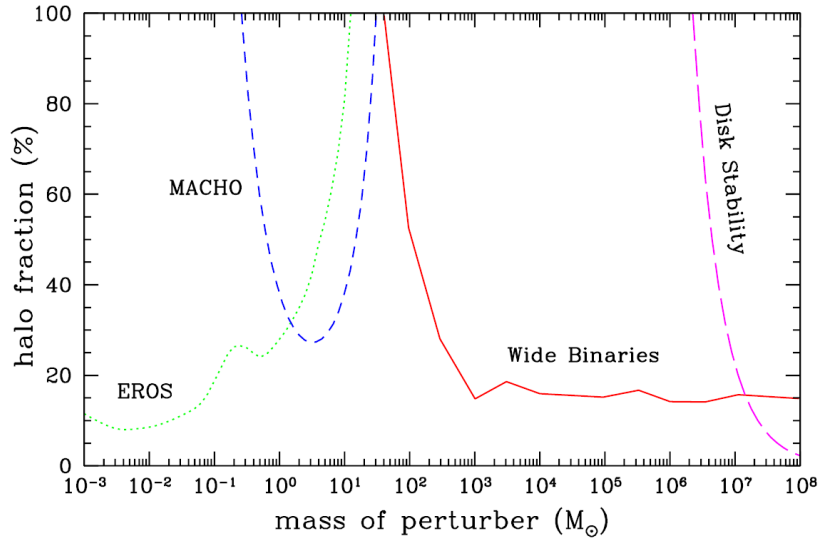


Figura 1.6: Limites com 95% de confiança da fração de MACHOs em relação à densidade padrão do halo local. Linhas verdes e azuis correspondem aos resultados das colaborações EROS e MACHOs respectivamente, a linha vermelha corresponde do limite imposto de *wide binaries* e a linha roxa é baseada na estabilidade do disco. O limite imposto por *microlensing* se estende até a ordem de $M \sim 10^{-7} M_{\odot}$ [43]. (Figura extraída da Ref. [44]).

neutrinos implica que na época de formação de estruturas estes eram relativísticos, pertencendo assim à classe de matéria escura denominada matéria escura quente². Existe um limite na densidade máxima de matéria escura quente, já que uma quantidade excessiva deste tipo de partículas seria contraditória as observações cosmológicas. Desta forma, a fração de neutrinos que compõem o Universo é no máximo de $\Omega_{\nu} = 0.012$ [47]. Portanto, os neutrinos conhecidos só podem constituir uma fração muito pequena da matéria escura.

Por outro lado existem propostas de neutrinos pesados pertencentes a uma quarta geração de léptons. Estes neutrinos poderiam ser matéria escura fria se tivessem massas da ordem de GeV ou TeV. No entanto, este tipo de neutrinos já tem sido excluídos em grande parte do espectro de massas [49, 50], mas ainda podem contribuir a uma pequena parte da matéria escura.

²Uma classificação da matéria escura é de acordo a sua temperatura na época de início de formação de estruturas. Esta pode ser:

Matéria Escura Quente (HDM) , aquela que é relativística nesta época. Uma predominância deste tipo de matéria escura impede a formação inicial de estruturas menores tais como as galáxias e favorece os cenários chamados de *top-down*, nos quais formaram-se primeiro as grandes estruturas como os super aglomerados de galáxias.

Matéria Escura Fria (CDM) , aquela que é não relativística. Este tipo de matéria escura, por ser menos energética, colapsa efetivamente pelo efeito da gravidade e favorece a formação de objetos de tamanho sub-galácticos (escenarios *bottom-up*).

Em suma os neutrinos não podem solucionar o problema da matéria escura e é necessária a existência de outro tipo de partículas não-bariônicas. Desta forma o SM não apresenta nenhum outro candidato à matéria escura.

1.2.2 Candidatos Além do SM

Axion

O axion é uma partícula motivada na resolução do problema da violação CP^3 forte do SM. A solução mais interessante deste problema foi proposta por Peccei e Quinn (PQ) em 1977[51], na qual o axion é o pseudo boson de Nambu-Goldstone associado a uma simetria global adicional, conhecida como simetria PQ. Apesar do axion originalmente proposto por Peccei e Quinn já ter sido descartado experimentalmente, outros modelos de axion baseados na mesma idéia têm sido propostos [52].

Estes modelos de axions são chamados de axions invisíveis porque seriam extremamente leves, com sua massa $m_A \lesssim 10$ meV, e com acoplamentos também extremamente fracos. Estas características vem das restrições impostas pelas distintas observações experimentais, tanto astrofísicas como cosmológicas. Por outro lado, são justamente estas propriedades que os convertem em bons candidatos à matéria escura. Axions com massas entre $1 \mu\text{eV}$ e 1 meV poderiam resolver o problema da matéria escura ou constituir uma parte significativa desta, sendo maior a sua contribuição à densidade de matéria total no Universo quanto menor a sua massa. Não obstante, massas menores a $1 \mu\text{eV}$ corresponderiam a uma quantidade excessiva de axions. Por outro lado, apesar dos axions serem muito leves, mais ainda que os neutrinos, eles são classificados como matéria escura fria, já que são produzidos não termicamente e com momento pequeno (\ll keV), sendo não relativísticos na época de formação de estruturas.

As buscas experimentais por axions se baseiam em seu acoplamento com os fótons, o qual permite a conversão fótons-axions em campos elétricos ou magnéticos externos. Os experimentos procuram medir as mudanças na polarização de um feixe de fótons devido à produção de axions (por exemplo o PVLAS -*Probing Vacuum with polarized LASer light experiment*) ou medem os fótons regenerados a partir dos axions produzidos (por exemplo os experimentos ADSL e GammeV). Outro tipo de experimento é o de cavidades ressonantes como o ADMX [53], que procura observar a conversão dos axions do halo escuro galáctico em fótons de micro-ondas, na presença de um campo magnético forte. Este experimento está explorando os axions no intervalo inferior para as massas e já tem excluído aos KSVZ axions (um dos modelos predominantes de axions invisíveis) com

³A violação CP é a violação da combinação das simetrias discretas de conjugação de carga (C) e de paridade (P).

massas entre $1.9 < m_A < 3.53 \mu\text{eV}$ [48]. A próxima versão do ADMX explorará o intervalo de massas entre $1\text{-}100 \mu\text{eV}$, com sensibilidade suficiente para detectar os axions ou para determinar que seu acoplamento com os fótons é ainda menor do que o esperado ou que não constituem parte significativa da matéria escura [54].

WIMPs

Os WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*) constituem uma classe de candidatos à matéria escura. Normalmente correspondem às partículas estáveis mais leves de extensões do SM. As massas dos WIMPs estão tipicamente no intervalo entre 10 GeV até $O(\text{TeV})$ e são definidos por sua interação fraca com a matéria normal. Supondo este tipo de interação e que sejam estáveis, os WIMPs poderiam ter hoje uma abundância significativa no Universo, compondo a matéria escura em sua totalidade.

Considerando, no Universo primordial, a existência abundante de uma partícula χ do tipo WIMP adicionalmente às partículas conhecidas do SM e assumindo que todas estão em equilíbrio térmico, a abundância destes WIMPs seria:

$$n_\chi^{eq} = \frac{g}{(2\pi)^3} \int f(p) d^3p \quad (1.5)$$

onde g é o número de graus de liberdade internos da partícula, $f(p)$ é a distribuição de Fermi-Dirac ou Bose-Einstein. O equilíbrio dos WIMPs com o plasma primordial é mantido devido as reações do tipo: $\chi\bar{\chi} \leftrightarrow \bar{l}l$, desde que a expansão do Universo seja suficientemente lenta quando comparada a taxa dessas reações.

A altas temperaturas $T \gg m_\chi$, quando os WIMPs são relativistas, temos que $n_\chi^{eq} \propto T^3$. Lembrando que a temperatura diminui conforme o parâmetro de escala (a) vai aumentando, dado que $T \propto 1/a$, vemos que a abundância dos WIMPs vai diminuindo com a expansão do Universo. Se os WIMPs se mantiveram em equilíbrio, até alcançar temperaturas baixas $T \ll m_\chi$, teríamos: $n_\chi^{eq} \propto (m_\chi T)^{3/2} \exp(-m_\chi/T)$, de forma que sua abundância cairia de forma exponencial com a diminuição da temperatura. Assim, se os WIMPs tivessem se mantido sempre em equilíbrio o número de WIMPs hoje no Universo seria totalmente insignificante. No entanto, quando a temperatura do Universo se torna menor que a massa dos WIMPs, a taxa das reações que os produzem são muito baixas e sua abundância diminui exponencialmente. Com isso, sua taxa de aniquilação $\Gamma = \langle \sigma_{Av} \rangle n_\chi$, onde $\langle \sigma_{Av} \rangle$ é a média térmica do produto da seção de choque de aniquilação pela velocidade, também diminui até se tornar menor que a taxa de expansão $\Gamma \lesssim H$. Ocorre então, o *freeze-out*, onde os WIMPs deixam de interagir ou se aniquilar e permanecem como relíquias cosmológicas até hoje. Notar que a abundância deles será menor quanto maior a seção de choque de aniquilação dos WIMPs, pois permaneceriam mais

tempo em equilíbrio com o plasma primordial, como mostrado na figura 1.7.

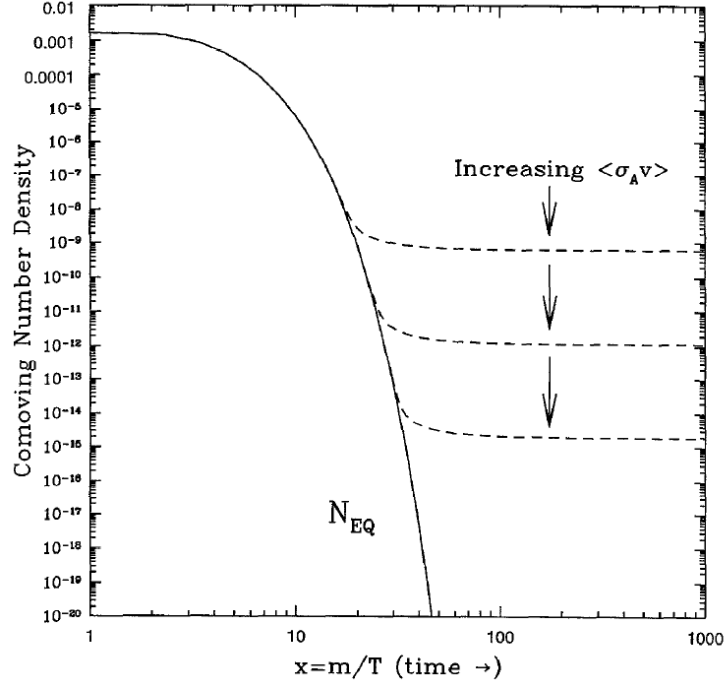


Figura 1.7: Evolução da abundância dos WIMPs. A figura mostra a variação em escala logarítmica da densidade numérica comoviente dos WIMPs conforme a temperatura T vai diminuindo. As curvas tracejadas correspondem as abundâncias dependentes do instante em que ocorre o *freeze-out* dos WIMPs. Extraído de [3].

Para calcular a abundância dos WIMPs é preciso resolver a equação de Boltzmann, a qual não tem solução analítica exata. No entanto, se pode mostrar [3] que a temperatura em que ocorre o *freeze-out* é $T_f \simeq m_\chi/20$ e que a abundância é dada por:

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{\rho_\chi}{\rho_c} \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle\sigma_A v\rangle}. \quad (1.6)$$

Este resultado é muito interessante, dado que os WIMPs interagem fracamente e usando a velocidade média da matéria escura temos $\langle\sigma_A v\rangle \sim 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ o que implica em $\Omega_{DM} \simeq 0.23$, justamente a quantidade necessária de matéria escura.

Também é de se ressaltar que, de forma independente, vários dos modelos de extensão do SM preveem a existência de partículas massivas fracamente interagentes, sendo portanto, candidatos naturais à matéria escura. Entre os WIMPs mais explorados se encontra a partícula supersimétrica mais leve (LSP) que, dependendo do cenário dos modelos de supersimetria, pode ser o neutralino ou o gravitino [3, 55]. Outras alternativas também muito exploradas são as partículas de Kaluza-Klein mais leves (LKK) dos modelos de dimensões extra universais [56].

Capítulo 2

Detecção de Matéria Escura

As observações que evidenciam a matéria escura, como as descritas no capítulo anterior, indicam que as galáxias que observamos se encontram imersas em halos de matéria escura, o que também é válido para a nossa Via Láctea. Desta forma o Sistema Solar, incluindo a Terra, estariam viajando por este halo escuro. Nesta viagem muitas partículas de matéria escura passam através de nosso Sistema Solar e isto traz possibilidades interessantes para sua detecção.

Os experimentos que procuram detectar a matéria escura se dividem em duas grandes categorias: experiências de detecção direta ou de detecção indireta. Os primeiros tentam distinguir o sinal deixado pelas partículas componentes da matéria escura durante a sua passagem pelo detector. Enquanto os segundos procuram as partículas produzidas nas aniquilações ou decaimentos das partículas de matéria escura.

Neste capítulo descreveremos brevemente estes dois tipos de detecção, mostrando também resultados de alguns experimentos. Daremos ênfase nas experiências de detecção indireta, pois são de maior interesse neste trabalho.

2.1 Detecção Direta

A idéia básica dos experimentos de detecção direta consiste em medir a pequena energia depositada no detector devido a interação entre seus núcleos e as partículas de matéria escura. Este tipo de experiência constitui um verdadeiro desafio experimental pois, apesar do fluxo esperado de partículas de matéria escura que passam pela superfície terrestre ser considerável (da ordem de centenas ou milhares por cm^2 cada segundo considerando o halo constituído por WIMPs), a interação destas com a matéria conhecida é muito fraca.

A energia transferida Q aos núcleos nas interações elásticas com os WIMPs é tipica-

mente da ordem de dezenas de keV e é dada por:

$$Q = \frac{\mu^2 v^2}{m_N} (1 - \cos \theta'), \quad (2.1)$$

onde v é a velocidade do WIMP em relação ao núcleo, m_N é a massa do núcleo, $\mu = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}$ é a massa reduzida e θ' é o ângulo de espalhamento no referencial do centro de momento. Estas interações podem ser dependentes ou independentes do spin, o que é levado em consideração para a determinação da taxa de eventos através dum fator de forma $F(Q)$ na seção de choque σ WIMP-núcleo.

A taxa de eventos por unidade de massa do detector de forma qualitativa é: $R \approx \frac{\rho_\chi \sigma \langle v \rangle}{m_\chi m_N}$, onde $\langle v \rangle$ é a velocidade média dos WIMPs em relação à Terra, m_χ é a massa destes e ρ_χ corresponde a sua densidade no halo escuro na proximidade da Terra. Esta última se obtém a partir de medidas da curva de rotação de nossa galáxia, sendo o seu valor $\rho_\chi \simeq 0.3 \text{ GeV/cm}^3$ [57]. Um cálculo detalhado da taxa de eventos deve levar em conta a distribuição de velocidades dos WIMPs, que denotamos por $f(v)$ e o efeito do movimento da Terra. Assim, a taxa de eventos expressa em função da energia transferida é dada por:

$$\frac{dR}{dQ} = \frac{\rho_0}{2\mu^2 m_\chi} \int_{v_{\min}}^{v_{\text{esc}}} d^3 \vec{v} \frac{f(\vec{v}, \vec{v}_\oplus)}{v} \sigma_0 F^2(Q), \quad (2.2)$$

onde v_\oplus é a velocidade da Terra, $v_{\min} = (Qm_N/(2\mu^2))^{1/2}$ é a velocidade mínima do WIMP para transmitir uma energia de recuo Q a um núcleo alvo e $v_{\text{esc}} \approx 600 \text{ km/s}$ é a velocidade de escape local da galáxia. Para obter a taxa de detecção total deve-se integrar dR sobre as possíveis energias, entre o limiar de energia do detector E_T , abaixo do qual este é insensível às interações com os WIMPs e a energia máxima $E_{\max} = 2\mu^2 v^2/m_N$. Devemos lembrar que o fator de forma $F(Q)$ depende do tipo de interação dos WIMPs com os núcleos (dependente ou independente do spin).

Podemos notar a partir da equação 2.2 que a taxa de detecção é inversamente proporcional à m_χ , o que diminui a taxa de eventos num detector para WIMPs muito massivos. Por outro lado, para massas m_χ muito menores que a massa dos núcleos do detector ($\mu \approx m_\chi$) a energia transferida diminui consideravelmente, vide equação 2.1, dificultando a detecção dos WIMPs nos experimentos.

Cabe mencionar que normalmente se assume que a distribuição de velocidades dos WIMPs é dada por uma distribuição de Maxwell-Boltzmann com velocidade mais provável $v_0 \approx 220 \text{ km/s}$, a qual corresponde à velocidade do Sol ao redor do centro galáctico.

Um dos desafios na detecção direta dos WIMPs é a discriminação e redução do fundo, constituído principalmente de raios cósmicos, radiatividade e de nêutrons que passam pelo detector. Para diminuir o fundo de raios cósmicos estes experimentos se localizam em

ambientes subterrâneos. Os detectores são também cobertos por escudos que diminuem a passagem de nêutrons, cujo sinal pode ser confundido com o dos WIMPs. Além disso o detector deve ser constituído por materiais livres de isotopos radiativos para evitar sua interferência nas medidas.

Pode-se, também, aproveitar as características esperadas dos sinais de matéria escura para discrimina-los do fundo. Uma destas características é uma modulação na taxa de detecção causada pela rotação da Terra ao redor do Sol, mas este comportamento do sinal só pode ser distinguido uma vez se tenha observado vários eventos.

Abaixo descreveremos algumas das experiências de detecção direta, bem como os resultados mais recentes.

2.1.1 CDMS

O Cryogenic Dark Matter Search (CDMS II) é um experimento localizado no laboratório subterrâneo Soudan em Minnesota, EUA. Tem no total 30 detectores: 19 de Ge (~ 230 g) e 11 de Si (~ 100 g), operando a temperaturas menores que 50 mK.

Estes detectores estão rodeados de camadas de chumbo e de um veto ativo de múons para minimizar o fundo do experimento. Este fundo é constituído principalmente de nêutrons, originados de múons de raios cósmicos que interagem nas proximidades do detector ou provenientes da radioatividade no entorno e nos materiais do detector e por partículas como fótons e elétrons também originadas da radioatividade.

Para poder discernir entre os recuos nucleares (causados por nêutrons e WIMPs) e os recuos eletrônicos (causados por fótons e elétrons) os detectores possuem sensores de fônons e de ionização. A discriminação entre estes sinais se dá através da comparação tanto de suas intensidades como da janela temporal característica de cada tipo de evento. Usando estas medidas a probabilidade de erro na identificação é menor que 10^{-6} [58] (vide figura 2.1).

Contudo, nêutrons do fundo podem gerar recuos nucleares no detector que são indistinguíveis das possíveis interações dos WIMPs. O número destes nêutrons deve ser estimado para poder interpretar objetivamente os dados. No último resultado publicado do CDMS II [58], dois eventos são observados acima de um fundo esperado de 0.9 ± 0.2 . A probabilidade de que dois ou mais eventos pertençam ao fundo é de 23%. Desta forma os eventos observados não podem ser interpretados como evidência significativa de interações de WIMPs, mas também não podem ser descartados como tal. Na figura 2.2 se mostra a zona de exclusão obtida pelo CDMS II, assim como por outras colaborações. As regiões acima das curvas estão excluídas.

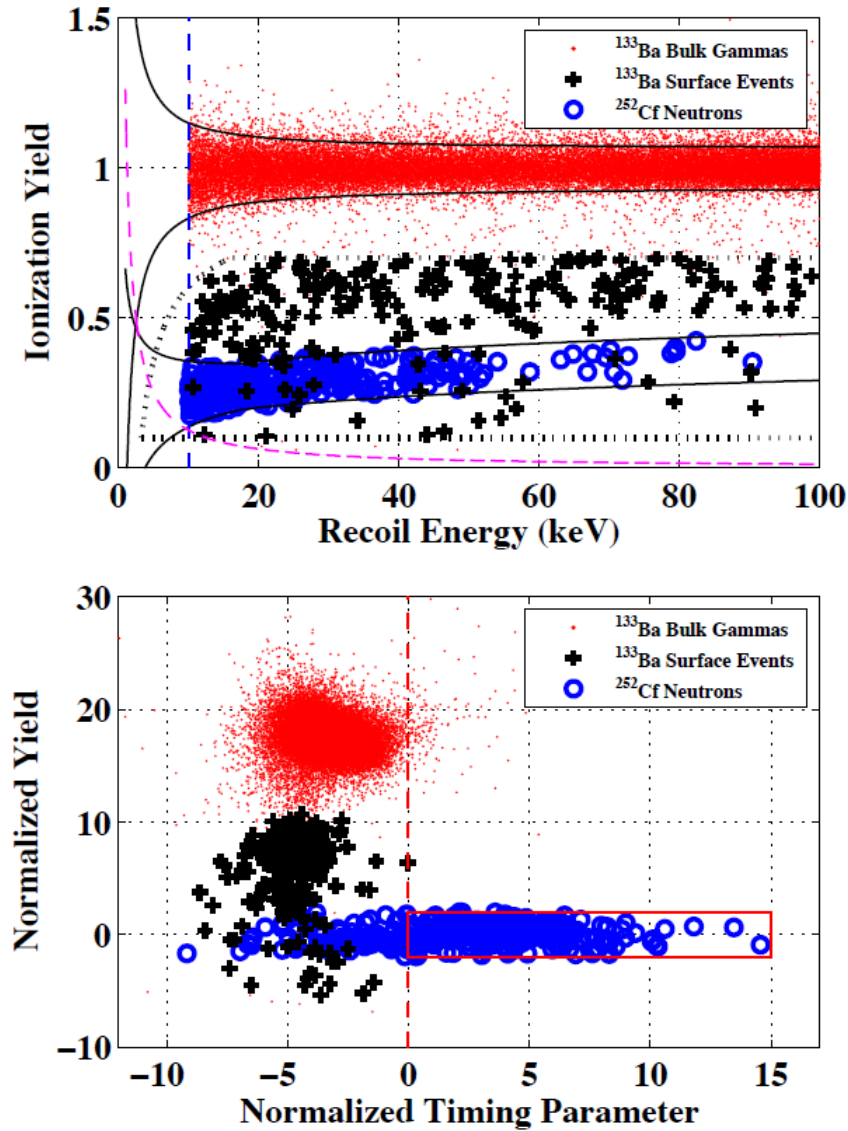


Figura 2.1: Distinção entre os sinais de recuos nucleares e eletrônicos, usando os parâmetros de *Ionization Yield*, que é a razão entre a energia de ionização e a de recuo (medida através dos fônons produzidos), e a diferença de tempo entre estes sinais. Foram utilizados ^{133}Ba e ^{252}Cf como fontes de gamas e nêutrons respectivamente. A figura superior mostra que os gamas (em vermelho e preto) produzem sinais com energia de ionização maior do que para os nêutrons (em azul). Também mostra que recuos eletrônicos que acontecem perto da superfície dos detectores (em preto) podem ser confundidos com sinais dos recuos nucleares, devido a recolecção incompleta da carga de ionização. Neste caso, a diferença do tempo entre as sinais de recuo nuclear e eletrônico permite discernir entre os dois tipos de eventos, o qual se nota na figura inferior. Extraído de [58].

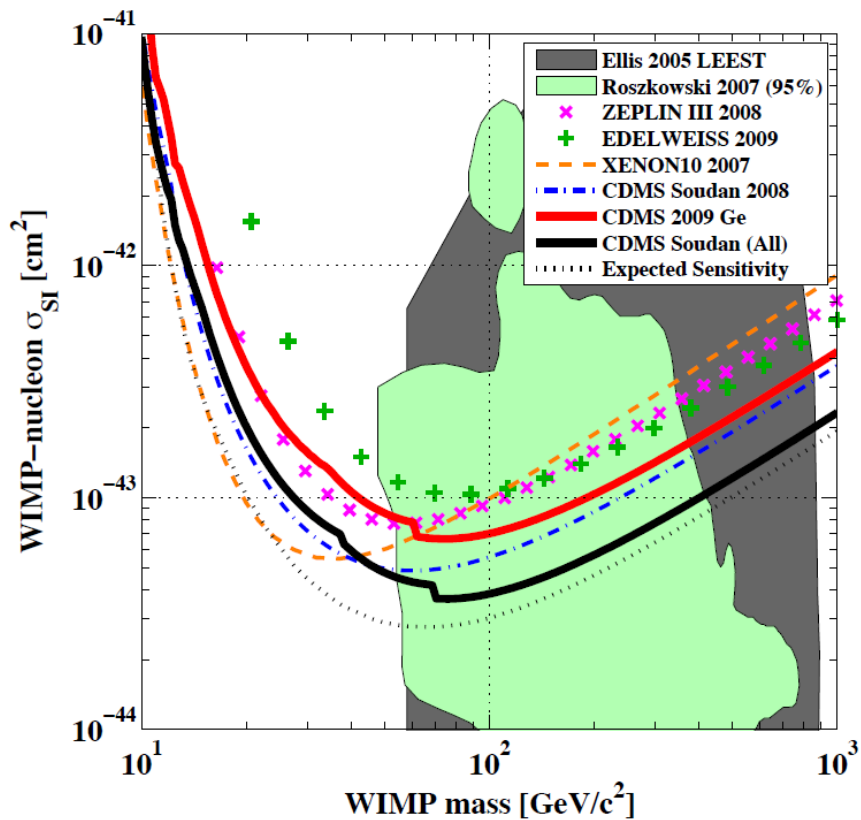


Figura 2.2: Limite de exclusão da secção de choque WIMP-núcleo independente do spin em função da massa do WIMP com um nível de confiança de 90%. A curva vermelha mostra o limite obtido com os últimos dados do CDMS II e a curva preta corresponde ao limite obtido a partir de todos os dados do experimento. As regiões em verde e cinza indicam valores permitidos do espaço de parâmetros por alguns Modelos Supersimétricos Mínimos. Extraído de [58].

2.1.2 DAMA

O experimento DArk MAtter (DAMA) está localizado no Laboratório Nacional Gran Sasso na Itália. Ele possui um sistema de detectores constituído por fotomultiplicadores e cristais cintiladores de NaI(Tl) radiativamente puros. A primeira geração do experimento, que começou a tomar dados em 1996, foi o DAMA/NaI (≈ 100 kg) [59] e a versão atual é o DAMA/LIBRA (≈ 250 kg) [60]; os dois juntos acumularam dados correspondentes a 13 ciclos anuais.

O DAMA investiga a presença de partículas de matéria escura no halo galáctico aproveitando sua modulação anual, o qual é independente do modelo de matéria escura. Esta modulação é consequência do movimento de rotação da Terra ao redor do Sol (ver figura 2.3). Quando a velocidade da Terra se soma à velocidade do Sistema Solar relativa à galáxia o fluxo de WIMPs que passam pela Terra aumenta e quando a velocidade da Terra se opõe, o fluxo diminui. Desta forma, o sinal de matéria escura esperado deve ter um período anual, com o máximo ao redor de 2 de Junho e o mínimo de 2 de Dezembro.

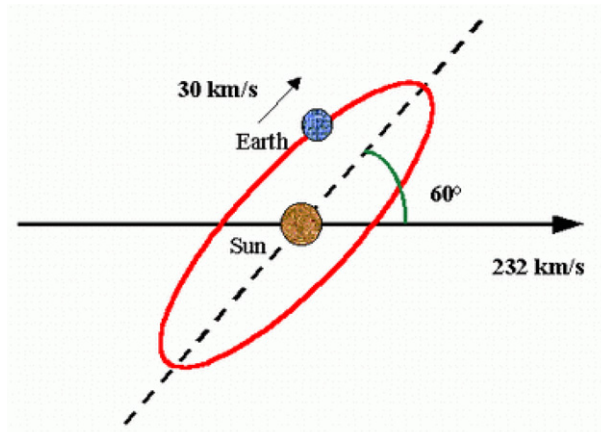


Figura 2.3: Esquema ilustrando a direção do movimento do Sol e da Terra ao longo do ano. Conforme o Sol se movimentava na galáxia (mostrado aqui a 232 km/s e 60° fora do plano da órbita da Terra), a Terra se move ao redor deste (aqui a 30 km/s). A soma vetorial destas velocidades resulta na velocidade da Terra relativa à galáxia. Assumindo que os WIMPs estão em média em repouso na galáxia, tem-se que a velocidade média dos WIMPs relativa à Terra tem uma modulação com um período de um ano.

A figura 2.4 mostra os últimos resultados publicados do DAMA/LIBRA [61]. Os eventos mostrados correspondem aos com espalhamento único e na faixa de energias 2-6 keV. Se observa a modulação cossenoidal do sinal com período 0.999 ± 0.002 anos e uma fase de 146 ± 7 dias, que é compatível com o sinal esperado de matéria escura.

Se a oscilação da taxa de detecção observada se deve de fato aos WIMPs, este resultado constitui uma detecção direta da matéria escura. No entanto, a região de parâmetros

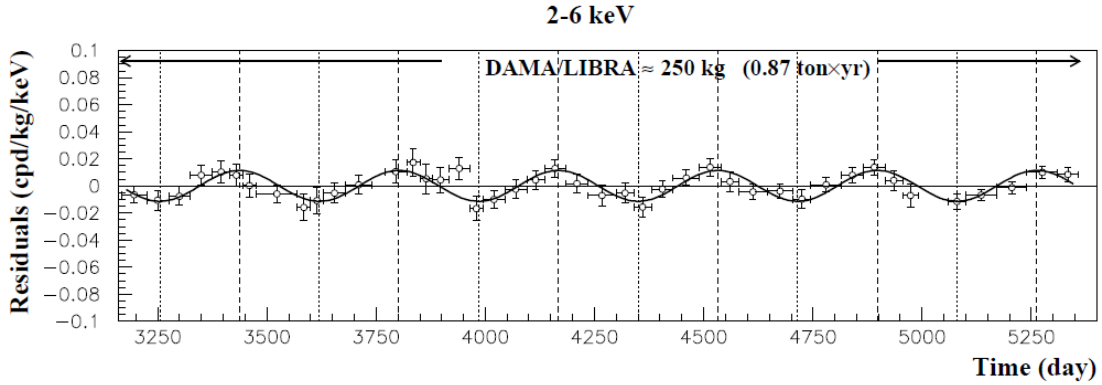


Figura 2.4: Medidas dos eventos de espalhamento único do DAMA/LIBRA na faixa de energias 2-6 keV. Se observa a modulação anual do sinal, onde as linhas verticais correspondem aos máximos e mínimos esperados [61].

permitida pelas observações de DAMA são incompatíveis com os resultados de muitas outras experiências como se pode ver na figura 2.5.

Estas contradições entre os resultados do DAMA e os outros experimentos motivaram várias investigações que tentam compatibilizá-los. Isto é proposto de várias formas, tanto através de fundos ignorados como de variações nos modelos de partículas de matéria escura [62, 63, 64, 65].

2.1.3 XENON100

O XENON100 é um experimento que, como o DAMA, está localizado no Laboratório Nacional Gran Sasso na Itália. Utiliza Xe em estado líquido e gás e um sistema de fotomultiplicadores para detectar os recuos nucleares produzidos no detector devido a passagem dos WIMPs. Detecta os sinais de cintilação e ionização produzidos nas interações, podendo diferenciar os recuos nucleares dos eletrônicos, pois estes últimos produzem um sinal de ionização maior. Além disto, o XENON100 pode reconstruir a posição tridimensional da interação. Esta capacidade permite selecionar um volume interno no detector no qual o fundo é muito baixo.

Nos resultados mais atuais do XENON100 [66], se selecionou um volume interno de 48 kg no qual se registraram 3 eventos que tinham sinais cintilação-ionização com as características esperadas para eventos causados por partículas de matéria escura. O fundo esperado era de 1.8 ± 0.6 eventos. O limite de exclusão obtido destes resultados, a um nível de confiança de 90%, se mostra na curva azul na figura 2.5 e atualmente são os limites mais restritivos na seção de choque WIMP-núcleon.

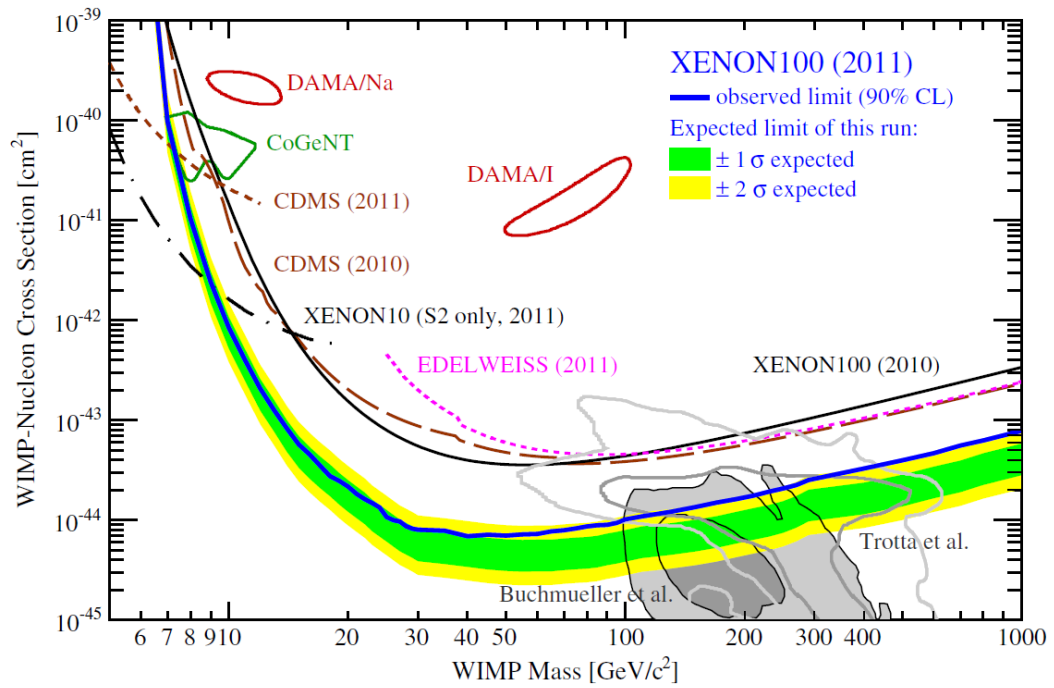


Figura 2.5: Limites de exclusão da secção de choque WIMP-núcleo independente do spin. Os resultados do DAMA/LIBRA determinam a presença de matéria escura com um nível de confiança de 90% nas regiões fechadas. Todos os outros resultados excluem a matéria escura acima das curvas mostradas na figura. Extraído de [66].

2.2 Detecção Indireta

Os experimentos de detecção indireta procuram observar as partículas produzidas nas aniquilações ou nos decaimentos das partículas de matéria escura. A probabilidade de aniquilação destas aumenta com sua densidade, por isso regiões como o centro galáctico, núcleos de estrelas ou galáxias de baixa luminosidade dominadas por matéria escura são de muito interesse.

Os WIMPs podem se aniquilar ou decair em qualquer das partículas do SM, tais como quarks, léptons ou bosons de gauge. As partículas mais pesadas decairão rapidamente, produzindo apenas partículas estáveis como estado final: fótons, prótons (p), elétrons (e^-), os neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ), possivelmente núcleos de deutério (D) e as antipartículas de todas estas.

Entre as partículas resultantes da aniquilação dos WIMPs, dependendo do modelo específico de matéria escura, estão os raios cósmicos carregados. Estes não viajam de forma direta à Terra, dado que suas trajetórias são rapidamente randomizadas devido às suas interações com o meio interestelar. Desta forma, não mantêm informação sobre a direção da sua origem, o que dificulta possíveis buscas por matéria escura. Não obstante, através de medidas espectrais ainda se teria a possibilidade de observar a aniquilação de WIMPs. No entanto, se o espectro de raios cósmicos for bem conhecido, excessos relativos à ele nas observações, poderiam ser causados por aniquilações de matéria escura. Para tanto, o formato do espectro deve se ajustar à soma das contribuições dos raios cósmicos adicionadas à contribuição de matéria escura. Justamente este é o caso das observações do PAMELA e do Fermi-LAT que descreveremos logo abaixo. Para este tipo de estudos se observa convenientemente o fluxo de antipartículas, pois estas possuem um fundo muito menor.

Outra possibilidade é que os produtos das aniquilações dos WIMPs sejam fótons. Estes ao contrário das partículas carregadas, retêm a informação da direção da sua fonte. Por outro lado os fótons são absorvidos rapidamente nas fontes onde foram produzidos ou produzem pares e^+e^- no meio intergaláctico. No entanto, se tivermos telescópios no espaço, como o Fermi-LAT entre outros, estes gamas ou pares e^+e^- produzidos por eles podem ser detectados. Um sinal distintivo da presença de matéria escura seria uma linha no espectro de raios gama proveniente da aniquilação ou decaimento de WIMPs diretamente em fótons monoenergéticos.

Finalmente, existem procuras indiretas de matéria escura através de neutrinos. Estes, de forma similar aos raios gama, não são desviados pelos campos magnéticos na sua viagem intergaláctica, apontando portanto, para as suas fontes. Além disso o fato de interagirem fracamente implica que podem escapar das fontes onde ocorreram as aniquilações, muitas vezes dentro de regiões densas de matéria. No entanto, por este mesmo motivo são

necessários experimentos muito massivos para detectá-los. Atualmente se procura por sinais de neutrinos provenientes de decaimentos ou aniquilações de WIMPs em várias possíveis fontes, como o centro da Terra, do Sol ou da galáxia.

A seguir descrevemos alguns experimentos importantes de detecção indireta e os resultados mais recentes, os quais incluem possíveis sinais de matéria escura.

2.2.1 PAMELA

O PAMELA é um espectrômetro de partículas, que tem como objetivo medir detalhadamente o espectro de raios cósmicos e em particular dos antiprótons e pósitrons, num intervalo grande de energias. Está alojado no satélite russo Resurs-DK1, lançado em 2006. Consiste de um espectrômetro magnético, um sistema de tempo de voo, um calorímetro eletromagnético, um sistema de anticoincidência, um cintilador e um detector de nêutrons [69]. Este sistema de sub-detectores permite ao PAMELA identificar e medir a energia das partículas incidentes.

Como se observa na figura 2.6, as medidas de antiprótons do PAMELA concordam com medidas de outros experimentos, o qual é consistente com o fluxo esperado de fontes astrofísicas a partir de processos que não incluem matéria escura. Contudo, as medidas de pósitrons (figura 2.7) mostram um aumento do fluxo destes para energias a partir de uns poucos GeV, o qual é contrário ao comportamento esperado. Este resultado parece confirmar o obtido pelo experimento HEAT e pelo AMS-01, ainda que estes apresentem uma incerteza maior.

Uma possibilidade muito interessante é que a aniquilação de partículas de matéria escura em nossa galáxia possa explicar o excesso de pósitrons observado pelo PAMELA. Cabe ressaltar que estes resultados complementam as medidas do ATIC [72], que mostram um excesso no espectro de elétrons e pósitrons de raios cósmicos com energias entre 300-800 GeV, e do PPS-BETS [73] aproximadamente na mesma faixa de energia que o ATIC (ver figura 2.8), porém com significância estatística menor. Mais recentemente, o Fermi-LAT apresentou resultados de medidas do espectro de elétrons e pósitrons que detalharemos abaixo e também discutiremos possíveis explicações para estes advindos tanto de modelos de matéria escura como de astrofísica padrão.

2.2.2 Fermi LAT

O Fermi-LAT (*Fermi Large Area Telescope*) é o principal instrumento a bordo da missão *Fermi Gamma-Ray Space Telescope* da NASA, lançada em 2008 [74]. O LAT tem o objetivo de estudar o espectro de raios gama, com energias entre aproximadamente 20 e 300 GeV, provenientes de diversas fontes astrofísicas como núcleos galácticos ativos,

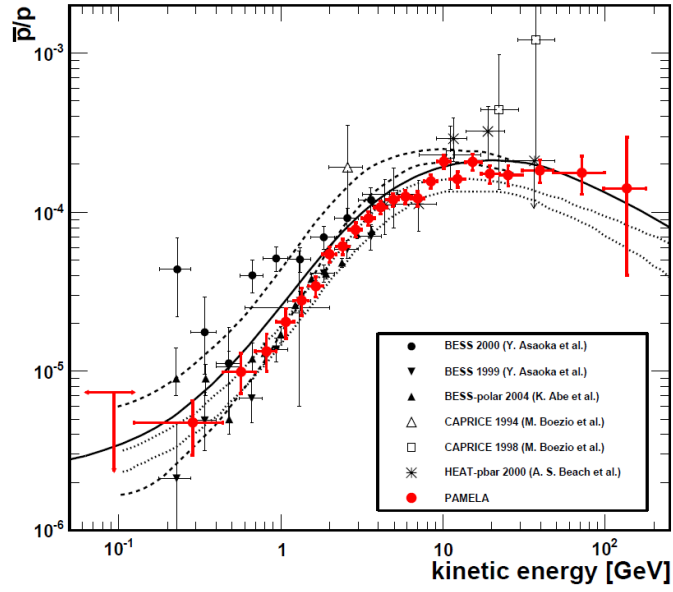


Figura 2.6: Razão entre antiprótons e prótons no fluxo de raios cósmicos, medido pelo PAMELA (em vermelho) e por de outras experiências. As curvas correspondem a diferentes modelos de propagação dos raios cósmicos. Extraído de [70].

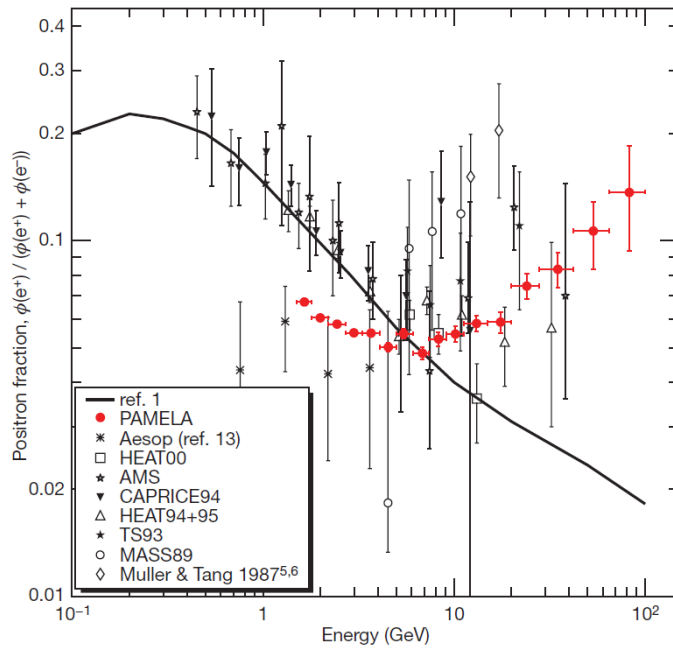


Figura 2.7: Razão entre pósitrons e pósitrons mais elétrons no fluxo de raios cósmicos, medidas pelo PAMELA e por outras experiências recentes. A curva em preto corresponde ao esperado devido à propagação de raios cósmicos na galáxia. Extraído de [71].

remanescentes de supernovas e *gamma ray bursts*, assim como possivelmente da aniquilação de partículas de matéria escura.

Com esta finalidade o LAT conta com um sistema de 36 camadas de detectores de tiras de silício intercalados com chapas de tungstênio, nos quais rastrejam-se os pares elétron-pósitron originados do gama incidente. A secção de rastreio é seguida por um calorímetro de cristal de CsI(Tl) que mede a energia dos chuviros eletromagnéticos produzidos. Adicionalmente, o Fermi-LAT tem também um sistema detector anticoincidente, que cobre a secção de rastreio, com o objetivo de discriminar eventos do fundo de raios cósmicos. Todo este sistema de detectores permitem que o Fermi-LAT meça a direção, energia e tempo de chegada dos raios gama incidentes sobre um amplo campo de visão. E, do mesmo modo, o converte num excelente detector de elétrons e pósitrons.

A figura 2.8 mostra as medidas do espectro combinado de elétrons e pósitrons entre 7 GeV e 1 TeV obtidas pelo Fermi-LAT [75]. Apesar dos dados não mostrarem com a mesma intensidade as anomalias no espectro observadas pelo ATIC e o PPB-BETS, referidos na secção anterior, há um excesso menos intenso para energias acima de ~ 200 GeV. Este resultado do Fermi-LAT e o excesso crescente de pósitrons obtida por PAMELA (figura 2.7) motivaram a construção de modelos que reproduzam os espectros observados.

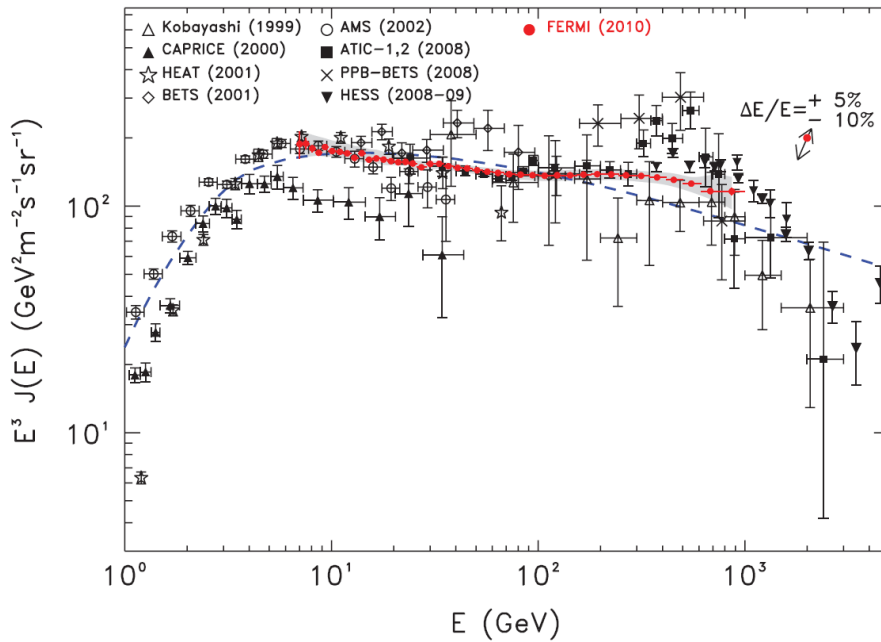


Figura 2.8: Espectro combinado de elétrons e pósitrons medido pelo Fermi-LAT durante um ano (em vermelho) junto com outros resultados recentes. Os erros sistemáticos são representados pela faixa cinza. A linha azul tracejada corresponde ao espectro esperado pelos modelos de propagação de raios cósmicos. Extraído de [75].

Uma primeira possibilidade, dentro da física conhecida, é que o excesso observado

tenha uma origem astrofísica [76]. Poderia ser devido aos efeitos de pulsares próximos ao fluxo de elétrons e pósitrons [77], e a produção em remanentes de supernovas de pósitrons secundários por acelerações de choque [78]. Não obstante, a origem dos excessos observados ainda não é clara [68] e fica aberta a interessante possibilidade de que sejam devidos a nova física.

Dado que a matéria escura se aniquila em pares de partícula-antipartícula, esta poderia naturalmente produzir um aumento na fração de pósitrons. Assim, vários modelos de matéria escura podem explicar este excesso. No entanto, os modelos devem também explicar várias outras características dos dados. Para que a aniquilação dos WIMPs possa explicar o excesso no número de léptons observados seria necessária uma secção de aniquilação $\sim 10^2$ ou 10^4 vezes maior do que a secção de choque oriunda da produção térmica de WIMPs, $\langle\sigma v\rangle_r \approx 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [79, 80, 81]. Por outro lado, os resultados do PAMELA relativos aos antiprótons (vide figura 2.6) concordam com os modelos de raios cósmicos. Isto indica que se a aniquilação de matéria escura for a explicação para o excesso de elétrons e pósitrons visto pelo Fermi-LAT e PAMELA, estas aniquilações não devem produzir prótons e antiprótons. Desta forma, os modelos favorecidos de aniquilação de matéria escura são aqueles em que se produzem maioritariamente léptons, denominados de modelos leptofílicos. Entre os possíveis mecanismos que dariam conta do aumento na taxa de aniquilação dos WIMPs, se encontram a presença de subestruturas densas de matéria escura no halo galáctico, o efeito Sommerfeld que aumenta a secção de aniquilação ou uma combinação dos dois [82, 83].

Os resultados do Fermi-LAT de raios gama difusos, assim como de aglomerados de galáxias não mostram resultados claros que possam evidenciar a presença de matéria escura [68]. Do mesmo jeito, estudos de raios gama provenientes de galáxias anãs esferoidais do Grupo Local, as quais possuem razões muito altas de massa-luminosidade, também não mostram excessos que possam ser atribuídos à aniquilações de WIMPs [84]. Mas, resultados recentes de medidas da região próxima ao centro galáctico do Fermi-LAT, indicam com uma significância de 4.6σ a observação de uma linha de raios gama com energia de 130 GeV [85]. Este resultado fascinante pode ser explicado pela aniquilação de partículas de matéria escura em fótons monoenergéticos.

2.2.3 IceCube

O IceCube encontra-se localizado na Antártida e atualmente é o maior telescópio de neutrinos, abrangendo aproximadamente um volume de 1 km^3 . Foi construído com o objetivo de detectar neutrinos astrofísicos com energias superiores a 100 GeV. Consiste em 5160 módulos ópticos dispostos verticalmente em 86 cabos, os quais têm uma separação horizontal de 125 m entre eles. Cada um destes cabos possui 60 módulos, os que se encontram

entre 1450 e 2450 m abaixo da superfície do gelo (vide figura 2.9). Adicionalmente possui uma componente superficial (IceTop) com 324 módulos ópticos, distribuídos em 81 estações com o objetivo de detectar raios cósmicos [86].

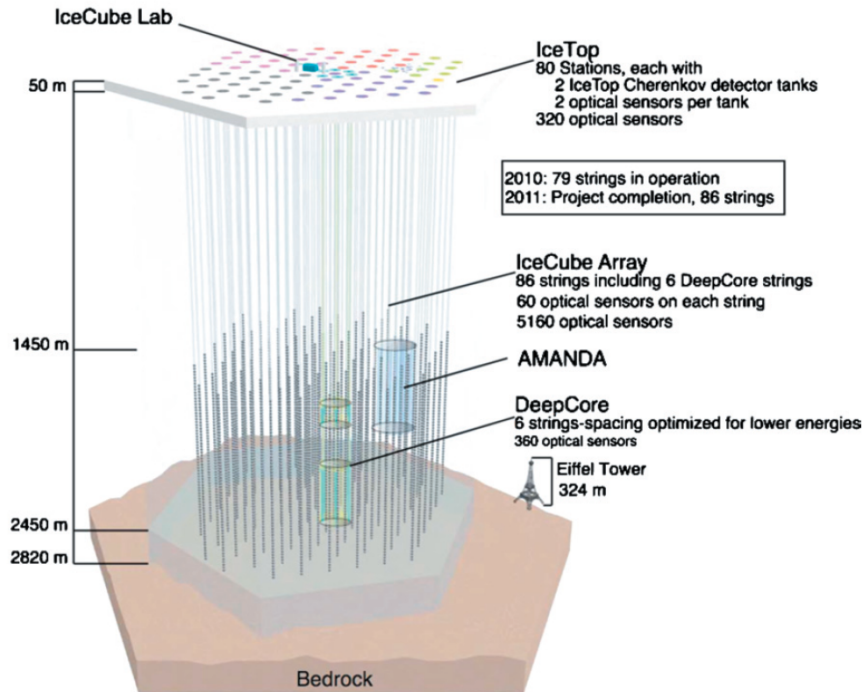


Figura 2.9: Ilustração do IceCube em escala e em azul claro, o precursor do IceCube, AMANDA. Extraído de [86].

Os módulos ópticos de IceCube são constituídos de fotomultiplicadores (PMTs) altamente sensíveis, que captam a luz Cherenkov produzida por léptons. Estes por sua vez, são produzidos nas interações de corrente carregada dos neutrinos nas proximidades do detector. Da análise dos sinais registrados nas PMTs, é possível deduzir a energia dos neutrinos incidentes com regular precisão e identificar a trajetória com boa resolução angular, sendo esta de $\sim 1^\circ$. No caso particular dos neutrinos do múon, a reconstrução da trajetória é ótima, já que os múons produzidos nas interações carregadas dos neutrinos podem percorrer vários quilômetros no gelo.

A principal fonte de fundo em IceCube é constituída pelos múons produzidos por raios cósmicos na atmosfera, numa taxa 500000 vezes maior que a produzida pelas interações dos neutrinos. Contudo, grande parte deste fundo é descartado aproveitando a informação direcional dos eventos. Como os múons atmosféricos chegam ao detector de cima para baixo, somente os eventos que chegam ao IceCube abaixo do horizonte, isto é, que viajam de baixo para cima, são selecionados. Não obstante, mesmo depois desta seleção, persiste um fundo constituído pelos neutrinos atmosféricos, produzidos nas interações de raios

cósmicos na atmosfera do outro lado da Terra. Para distinguir entre os possíveis sinais de neutrinos astrofísicos e os neutrinos atmosféricos de fundo, se pode aproveitar a informação angular e energética das medidas. Assim, excessos na taxa de eventos sobre o espectro de fundo esperado indicariam sinais de interesse. Da mesma forma, um número excessivo de eventos provenientes de alguma direção preferencial apontariam para fontes de neutrinos astrofísicos.

O espectro de neutrinos atmosféricos foi bem medido pelo IceCube num amplo intervalo de energias entre 100 GeV e 400 TeV [87, 88]. Com os dados disponíveis ao longo da construção do detector, correspondentes a configurações parciais, foi possível realizar diversas pesquisas astrofísicas, incluindo procuras por matéria escura. Os dados públicos disponíveis mais recentes correspondem à configuração parcial de 40 cabos [89], denominada IceCube-40. Estes dados correspondem à análise do fluxo de neutrinos difusos [106] e serão utilizados neste projeto.

Capítulo 3

Aniquilação de Matéria Escura na Terra

Nos capítulos anteriores descrevemos as evidências da existência de matéria escura no Universo e porquê esta não pode ser constituída por partículas já conhecidas do SM. Também revisamos alguns candidatos à matéria escura, ressaltando, entre eles, os WIMPs, os métodos principais de detecção de matéria escura e resultados recentes de várias experiências.

Como já vimos, as observações do PAMELA [70, 71], ATIC [72] e Fermi-LAT [75] mostram excessos no fluxo de pósitrons e/ou elétrons que podem ser explicados por aniquilação de matéria escura na nossa galáxia. Os modelos que melhor se ajustam a estes resultados, correspondem a WIMPs com massas da ordem de TeV e com aniquilação em canais fermiônicos [79, 80, 81, 90, 91]. Contudo, a maioria destes modelos requer um aumento na taxa de aniquilação. Como mencionado anteriormente, este pode ocorrer devido a diferentes mecanismos, tais como o efeito Sommerfeld ou a presença de subestruturas no halo galáctico ou mesmo a combinação de ambos [82, 83]. O primeiro ocorre através de um mecanismo de interação da matéria escura, o qual aumenta de forma efetiva sua seção de aniquilação para baixas velocidades. As subestruturas por outro lado, implicam a existência de regiões onde a densidade de matéria escura é maior que a média, aumentando a probabilidade de encontro dos WIMPs.

Neste trabalho investigamos a primeira possibilidade, na qual o aumento na taxa de aniquilação de matéria escura se deve a um aumento, *boost*, na seção choque de aniquilação (σ_A). Isto pode ocorrer devido ao efeito Sommerfeld [90], ou qualquer outro que implique num aumento de σ_A , tornando-a maior que a obtida quando da produção dos WIMPs no Universo primordial, onde $\langle\sigma_A v\rangle_r = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. Uma das consequências deste *boost*, seria o aumento do fluxo de neutrinos provenientes da aniquilação de matéria escura no centro da Terra [92]. Com isto em mente, descreveremos neste capítulo como se dá

a captura de WIMPs na Terra, determinaremos a sua taxa de aniquilação e finalmente, obteremos o espectro de energia e taxa de eventos esperados no IceCube.

3.1 Captura de WIMPs na Terra

Quando, no capítulo anterior, tratamos da detecção direta de matéria escura, vimos que este tipo de experimento busca observar os WIMPs através da energia que depositam no detector ao interagir com seus núcleos. São estas mesmas interações, dos WIMPs com os núcleos, que implicam na captura dos WIMPs na Terra. De forma mais específica, a interação dominante será o espalhamento elástico independente dos spins, dado que os isótopos mais abundantes que compõem a Terra têm spin nulo. Os WIMPs nestas interações podem perder energia suficiente e ficar confinados dentro do potencial gravitacional terrestre. Aqui obteremos a taxa com que estes eventos ocorrem, seguindo o procedimento descrito em [3, 93].

Consideremos a captura de WIMPs por uma casca esférica de matéria, de raio r e largura dr , a qual se encontra num campo gravitacional esférico, sendo $v(r)$ a velocidade de escape na casca. Os WIMPs têm uma distribuição de velocidades $f(\vec{u})d^3\vec{u}$, longe do efeito do campo gravitacional. Dado que a interação dos WIMPs com os núcleos é muito fraca a probabilidade de interação destes é muito pequena: $n\sigma_{\chi N}R_{\oplus} \ll 1$ (onde R_{\oplus} é o raio da Terra e n a densidade numérica média da Terra). Isto implica que os WIMPs interagem no máximo uma vez ao passar pela Terra. Assim, para que sejam capturados, eles devem perder energia suficiente, para que sua velocidade se torne menor que a de escape, numa só interação. Assim, definimos $P_v^-(w)$ como a probabilidade por unidade de tempo com que um WIMP com velocidade w é espalhado com uma velocidade menor que v .

Na superfície considerada, notando que $f(u) = 4\pi u^2 f(\vec{u})$, o número de WIMPs que entram num diferencial de área $d\hat{S}$, com velocidades entre u e $u + du$ é:

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

onde θ é o ângulo entre o diferencial de área $d\hat{S}$ e os WIMPs incidentes. Agora convenientemente, mudamos de variável, usando o momento angular por unidade de massa: $J = r u \sin\theta$:

$$d\cos^2\theta du = \left| \frac{\partial(\cos^2\theta, u)}{\partial(u, J)} \right| du dJ = \frac{du dJ^2}{u^2 r^2}. \quad (3.2)$$

Logo, somando sobre todos os elementos de área da superfície esférica, obtemos o número

total de WIMPs que entram na região por unidade de tempo:

$$\pi f(u) \frac{du}{u} dJ^2. \quad (3.3)$$

Por outro lado, um WIMP que no infinito tem uma velocidade u , terá, na casca esférica, uma velocidade $w = (u^2 + v^2)^{1/2}$. Para que o WIMP seja capturado deverá interagir e diminuir sua velocidade para um valor menor que v . A probabilidade que isto aconteça é:

$$P_v^-(w) \frac{dl}{w}, \quad (3.4)$$

onde $dl = dr / \cos \theta = dr [1 - (J/rw)^2]^{-1/2}$ é a distância percorrida pelo WIMP ao atravessar a superfície esférica e dl/w é o tempo que este leva para passar pela casca:

$$\frac{dl}{w} = \frac{1}{w} \frac{dr}{\sqrt{1 - (J/rw)^2}} 2\theta(rw - J), \quad (3.5)$$

onde θ é a função unitária de Heaviside. O fator $2\theta(rw - J)$ se deve a possibilidade do momento angular J do WIMP ser menor ou maior que rw , ou seja, do WIMP passar duas ou nenhuma vez pela superfície.

Multiplicando o número de WIMPs que atravessam a superfície (equação 3.3) pela probabilidade de captura (equação 3.4) e usando a equação 3.5, obtemos o número de WIMPs capturados na sua passagem pela casca esférica:

$$2\pi \frac{f(u)}{u} du dr P_v^-(w) \frac{1}{w} \int dJ^2 \frac{\theta(rw - J)}{\sqrt{1 - (J/rw)^2}}. \quad (3.6)$$

Logo, integrando em J :

$$4\pi r^2 dr \frac{f(u) du}{u} w P_v^-(w). \quad (3.7)$$

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

$$\frac{d\Gamma_C}{dV} = \int_0^\infty du \frac{f(u)}{u} w P_v^-(w). \quad (3.8)$$

Agora, para determinarmos a probabilidade por unidade de tempo $P_v^-(w)$, consideraremos que a casca é constituída por núcleos de massa m_N , com uma densidade numérica n . A energia transferida do WIMP ao núcleo na interação é $\Delta E = \frac{m_\chi^2 m_N}{(m_\chi + m_N)^2} w^2 (1 - \cos \theta')$, onde θ' é o ângulo de espalhamento no referencial do centro de momento e m_χ é a massa dos WIMPs. Logo, considerando os valores extremos de $\cos \theta'$, obtemos o seguinte inter-

valo para a fração de energia transferida:

$$0 \leq \frac{\Delta E}{E} \leq 4 \frac{\mu}{(\mu + 1)^2}, \quad (3.9)$$

onde $\mu = m_\chi/m_N$. Por outro lado, um WIMP será capturado somente se sua velocidade final for menor que v . Isto exige que a fração da energia transferida satisfaça:

$$\frac{w^2 - v^2}{w^2} = \frac{u^2}{w^2} \leq \frac{\Delta E}{E} \leq 4 \frac{\mu}{(\mu + 1)^2}. \quad (3.10)$$

Como o espalhamento WIMP-núcleo é isotrópico, a distribuição da energia transferida é uniforme em todo o intervalo. Então, a probabilidade de que o WIMP seja capturado pela interação com um núcleo é dada pela razão entre estes intervalos,

$$\frac{(\mu + 1)^2}{4\mu} \left(\frac{4\mu}{(\mu + 1)^2} - \frac{u^2}{w^2} \right) \theta\left(\frac{4\mu}{(\mu + 1)^2} - \frac{u^2}{w^2}\right), \quad (3.11)$$

onde a função θ de Heaviside só garante a ordem dos extremos do intervalo. Logo, a taxa de probabilidade com que o espalhamento de WIMPs reduzirá a velocidade w para velocidades menores que v , $P_v^-(w)$, é simplesmente o produto da taxa total de espalhamento $\sigma n w$ pela probabilidade condicional da equação 3.11. Resultando em

$$P_v^-(w) = \frac{\sigma n}{w} \left(v^2 - \frac{(\mu - 1)^2}{4\mu} u^2 \right) \theta\left(v^2 - \frac{(\mu - 1)^2}{4\mu} u^2\right). \quad (3.12)$$

Agora vamos considerar que os WIMPs têm uma distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann,

$$f(u) du = n_\chi \frac{4}{\pi} x^2 \exp(-x^2) dx, \quad (3.13)$$

onde n_χ é a densidade numérica dos WIMPs e x é a velocidade adimensional,

$$x^2 \equiv \frac{m_\chi}{2kT_\chi} u^2, \quad (3.14)$$

e T_χ é a temperatura dos WIMPs. Nesta distribuição a velocidade quadrática media é $\bar{v}^2 = \frac{3kT_\chi}{m_\chi}$. Definindo convenientemente

$$A^2 \equiv \frac{3}{2} \frac{v^2}{\bar{v}^2} \frac{4\mu}{(\mu - 1)^2}, \quad (3.15)$$

podemos reescrever a taxa de probabilidade de captura (equação 3.12) como

$$P_v^-(w) = \frac{1}{w} \frac{\sigma n v^2}{A^2} (A^2 - x^2) \theta(A - x). \quad (3.16)$$

Logo, usando as eqs. 3.16, 3.13, 3.14 e 3.8 e integrando em x obtemos que a taxa de captura para a casca esférica é dada por:

$$\frac{d\Gamma_C}{dV} = \left(\frac{6}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \sigma n n_\chi \bar{v} \frac{v^2}{\bar{v}^2} \left[1 - \frac{1 - \exp(-A^2)}{A^2}\right]. \quad (3.17)$$

Por outro lado, se considerarmos a velocidade da Terra \tilde{v} , a distribuição de velocidades dos WIMPs será dada por:

$$f_\eta(u) = f(u) \exp(-\eta^2) \frac{\sinh(2x\eta)}{2x\eta}, \quad (3.18)$$

onde η é a velocidade adimensional do observador,

$$\eta^2 \equiv \frac{m_\chi}{2kT_\chi} \tilde{v}^2. \quad (3.19)$$

Procedendo como no caso anterior, obtemos:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma_{C\eta}}{dV} = & \left(\frac{6}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \sigma n n_\chi \bar{v} \frac{v^2}{\bar{v}^2} \frac{1}{2\eta A^2} \left[\left(A_+ A_- - \frac{1}{2}\right) [\chi(-\eta, \eta) - \chi(A_-, A_+)] \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} A_+ e^{-A_-^2} - \frac{1}{2} A_- e^{-A_+^2} - \eta e^{-\eta^2} \right], \end{aligned} \quad (3.20)$$

onde

$$\chi(a, b) \equiv \int_a^b \exp(-y^2) dy = \frac{\pi^{1/2}}{2} [\operatorname{erf}(b) - \operatorname{erf}(a)], \quad (3.21)$$

e $A_\pm \equiv A \pm \eta$.

Finalmente, para obter a taxa total de captura na Terra, integramos sobre todo o volume do objeto:

$$\Gamma_C = \int_0^{R_\oplus} 4\pi r^2 dr \frac{d\Gamma_C(r)}{dV}, \quad (3.22)$$

onde R_\oplus é o raio da Terra. Deve-se notar que dC/dV depende da distância ao centro da Terra r através da velocidade de escape $v(r)$ (eqs. 3.20 e 3.17). Note-se que o procedimento seguido é bastante geral e poderia, por exemplo, aplicar-se também ao caso de captura de WIMPs no Sol ou qualquer outro objeto astrofísico.

É importante ressaltar que no cálculo anterior se considerou só um tipo de núcleo. Para uma estimativa correta deve-se levar em consideração a distribuição e composição dos diferentes elementos que constituem nosso planeta. Com isto, a expressão para a taxa

de captura é dada por [3]:

$$\Gamma_C = 4.8 \times 10^{15} \text{s}^{-1} \frac{\rho_\chi}{0.3 \text{ GeV/cm}^3} \left(\frac{270 \text{ km/s}}{\bar{v}_\chi} \right) \left(\frac{\text{GeV}}{m_\chi} \right) \sum_i \left[F_i(m_\chi) \left(\frac{\sigma_{\chi N_i}}{10^{-40} \text{ cm}^2} \right) f_i \phi_i S(m_\chi/m_{N_i}) \left(\frac{\text{GeV}}{m_{N_i}} \right) \right], \quad (3.23)$$

onde a soma se dá sobre todos os elementos i presentes na Terra, m_{N_i} é a massa, f_i é a fração do elemento i sobre a soma de todos os elementos, $\sigma_{\chi N_i}$ é a seção de choque da interação escalar entre o WIMP e o núcleo N_i . A quantidade ϕ_i descreve a distribuição do elemento i na Terra. $S(m_\chi/m_{N_i})$ é o fator de supressão cinemática de captura de um WIMP pelo núcleo N_i :

$$S(x) = \left[\frac{A^b}{1 + A^b} \right]^{\frac{1}{b}}, \quad (3.24)$$

onde A é dado pela equação 3.15, com $v \rightarrow \langle v \rangle = 13.2 \text{ km s}^{-1}$ e $b = 1.5$ [3]. $F_i(m_\chi)$ é o fator de forma para a interação de um WIMP por um núcleo i . Este fator é relevante apenas quando a massa do WIMP m_χ é próxima à massa do núcleo m_{N_i} . Para uma precisão de 5% no cálculo, é suficiente considerar $F_i(m_\chi) \simeq 1$ para todos os elementos com exceção do ferro. Para o ferro usamos [3]:

$$F_{\text{Fe}} \simeq 1 - 0.26 \left(\frac{A}{1 + A} \right), \quad (3.25)$$

onde A é dado pela equação 3.15.

Tabela 3.1: Composição da Terra [3]

Elemento	A_i	f_i	ϕ_i
O	16	0.3	1.2
Fe	56	0.3	1.6
Si	28	0.15	1.2
Mg	24	0.14	1.2
S	32	0.05	1.6
Ni	59	0.03	1.6
Ca	40	0.015	1.2
P	30	0.011	1.2
Na	23	0.004	1.2

No nosso caso, investigamos WIMPs com massas da ordem de 1 TeV, onde $m_\chi \gg m_N$ e, então, $S(m_\chi/m_{N_i}) \simeq \frac{3}{2} \frac{v^2}{\bar{v}^2} \frac{m_{N_i}}{m_\chi}$. Também, é conveniente usar a relação entre as seções de choque WIMP-núcleo e WIMP-núcleon. Assumindo que as interações dos WIMPs com os prótons e nêutrons são iguais, temos que: $\sigma_{\chi N_i} = A_i^2 \left(\frac{m_{\chi N_i}}{m_{\chi n}} \right)^2 \sigma_{\chi n}$, onde $m_{\chi N}$ e $m_{\chi n}$

são as massas reduzidas dos sistemas WIMP-núcleo e WIMP-núcleon respectivamente e A_i é o número de massa do elemento i . Para o caso $m_\chi \gg m_N$ se tem: $\sigma_{\chi N_i} \approx A_i^4 \sigma_{\chi n} (1 - 2m_{N_i}/m_\chi)$. Com estas considerações e utilizando os valores para f_i e ϕ_i da tabela 3.1, obtemos a taxa de captura,

$$\Gamma_C \simeq 9.6 \times 10^{11} \text{s}^{-1} \frac{\rho_\chi}{0.3 \text{ GeV/cm}^3} \left(\frac{270 \text{ km/s}}{\bar{v}_\chi} \right)^3 \left(\frac{\text{TeV}}{m_\chi} \right)^2 \left(\frac{\sigma_{\chi n}}{10^{-42} \text{ cm}^2} \right). \quad (3.26)$$

3.2 Aniquilação de WIMPs na Terra

Uma vez que os WIMPs são capturados no poço gravitacional terrestre, estes imergem para o núcleo da Terra num tempo relativamente curto. Os WIMPs que se acumulam desta forma podem se aniquilar produzindo partículas já conhecidas, como quarks e léptons. Assim, o número de WIMPs presentes no centro da Terra não está determinado somente pela taxa de captura Γ_C , mas também pela sua taxa de aniquilação Γ_A . Estes dois efeitos competem entre si e determinam a evolução temporal do número N de WIMPs:

$$\dot{N} = \Gamma_C - 2\Gamma_A, \quad (3.27)$$

onde o fator 2 se deve ao fato de que os WIMPs se aniquilam em pares.

A taxa de aniquilação pode ser escrita como $\Gamma_A = \frac{1}{2} C_A N^2$, onde C_A depende da seção de choque de aniquilação e da distribuição dos WIMPs na Terra [94],

$$C_A = \frac{\langle \sigma_A v \rangle}{V_{\text{eff}}}, \quad (3.28)$$

sendo $\langle \sigma_A v \rangle$ é a média térmica da seção de choque de aniquilação multiplicada pela velocidade dos WIMPs e V_{eff} é o volume efetivo da Terra. Este é dado por $V_{\text{eff}} = V_1^2/V_2$, onde $V_j = 2.0 \times 10^{25} (j \frac{m_\chi}{10 \text{ GeV}})^{-3/2}$, resultando em $V_{\text{eff}} = 5.7 \times 10^{22} \text{ cm}^3 (\frac{\text{TeV}}{m_\chi})^{3/2}$ [3, 93].

Resolvendo a equação 3.27, temos que a taxa de aniquilação no instante t é dada por:

$$\Gamma_A = \frac{1}{2} \Gamma_C \tanh^2(t/\tau), \quad (3.29)$$

onde $\tau = 1/\sqrt{\Gamma_C C_A}$ é a escala de tempo para o equilíbrio entre a captura e a aniquilação de WIMPs na Terra. Vemos portanto, que a taxa de aniquilação aumenta até chegar a um estado de equilíbrio quando $t \gg \tau$. Neste caso a taxa de aniquilação seria máxima, $\Gamma_A = \frac{1}{2} \Gamma_C$ e estaria determinada exclusivamente pela taxa de captura. Assim, quando t é suficientemente grande para que este equilíbrio já tenha sido alcançado, o efeito de um *boost* na seção de choque de aniquilação não teria nenhum efeito observável. Contudo, se o equilíbrio ainda não foi alcançado, o efeito do *boost* na seção de aniquilação seria efetivo e

aumentaria a taxa de aniquilação, acelerando a ocorrência do estado de equilíbrio. Neste processo o fluxo das partículas produzidas na aniquilação seria aumentado.

Dado que na Terra a captura e aniquilação de WIMPs, ainda não alcançaram um equilíbrio, podemos explorar o efeito do *boost* na seção de choque de aniquilação. Tomando o tempo t como a idade do Sistema Solar, $t = t_{\oplus} = 4.6 \text{ Gyr}$ [95] e considerando a seção de aniquilação do equilíbrio térmico para os WIMPs, $\langle \sigma_{Av} \rangle_r = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, a quantidade C_A (equação 3.28) se torna: $C_{Ar} \simeq 5.3 \times 10^{-49} (m_{\chi}/\text{TeV})^{3/2} \text{ s}^{-1}$. Definindo a taxa de captura crítica da Terra, de forma que $t_{\oplus}/\tau_{\oplus} = 1$:

$$\Gamma_{C_{\oplus}}^c = \frac{1}{C_{Ar} t_{\oplus}^2} \simeq 9.0 \times 10^{13} \text{ s}^{-1} \left(\frac{\text{TeV}}{m_{\chi}} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (3.30)$$

acima da qual já se teria alcançado o equilíbrio. Dos resultados dos experimentos de detecção direta, como o CDMS-II (ver figura 2.2) o limite superior na seção de choque elástica WIMP-núcleon independente do spin é aproximadamente $2.5 \times 10^{-43} \text{ cm}^2$ para $m_{\chi} = 1 \text{ TeV}$. Desta forma, usando a equação 3.26, $\Gamma_{C_{\oplus}} < 10^{-2} \Gamma_{C_{\oplus}}^c$, e portanto a aniquilação de WIMPs na Terra estaria longe do equilíbrio, a menos que se tenha um *boost* muito grande.

3.3 Neutrinos do Centro da Terra

Os WIMPs ao se aniquilarem, produzem partículas conhecidas do SM, tais como quarks e léptons. Se sua massa for suficientemente grande, bosons de gauge, higgs e quarks top também podem ser produzidos. Mas, como os modelos de matéria escura que conseguem explicar os excessos leptônicos observados também devem concordar com o espectro sem anomalias de antiprótons medido por PAMELA (figura 2.6), a aniquilação em léptons é favorecida. Entres estes, os únicos que escapam do núcleo da Terra são os neutrinos, já que devido a sua interação fraca, podem viajar pelo interior da Terra sem interagir. Desta forma, os neutrinos da aniquilação dos WIMPs são importantes e nos permitem testar o fator de *boost* na aniquilação de matéria escura.

Assumindo uma massa única para os WIMPs, os produtos de sua aniquilação serão monoenergéticos, possuindo uma energia igual à massa do WIMP. No nosso caso, consideraremos a aniquilação num par neutrino - anti-neutrino do múon, $\nu_{\mu} \bar{\nu}_{\mu}$, aos quais denominaremos neutrinos primários.

Os neutrinos secundários produzidos a partir dos decaimentos de outras partículas primárias da aniquilação, tem como fonte principal os taus τ^{\pm} primários. Isto porque os elétrons serão absorvidos imediatamente e os múons primários por ter uma vida média relativamente longa, $\tau_{\mu} = 2.2 \times 10^{-6} \text{ s}$, perderão sua energia muito antes de decair [96]. Por

outro lado, os taus primários, por terem uma vida média muito pequena $\tau_\tau = 2.9 \times 10^{-13}$ s, decairão quase que instantaneamente, produzindo neutrinos. No entanto, a energia típica destes é distribuída em energias relativamente baixas em comparação aos neutrinos primários, ao redor dos 50 GeV [92]. Dado que nestas energias o fundo de neutrinos de raios cósmicos é grande, a discriminação dos neutrinos secundários deste fundo é difícil. Portanto, concentramos nossa pesquisa apenas no fluxo de neutrinos primários, produzidos diretamente das aniquilações de WIMPs. Estes são monoenergéticos e tem altas energias, sendo fácil de discrimina-los do baixo fundo existente nestas energias.

O fluxo de neutrinos do múon primários na superfície da Terra é dado por:

$$\frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} = \frac{1}{4\pi R_\oplus^2} f_{\nu\bar{\nu}} \Gamma_A \frac{dN_\nu}{dE_\nu}, \quad (3.31)$$

onde $f_{\nu\bar{\nu}}$ é o *branching ratio* da aniquilação de WIMPs num par $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$, $R_\oplus = 6.4 \times 10^3$ km é o raio da Terra e dN_ν/dE_ν corresponderá ao espectro monoenergético dos neutrinos produzidos, correspondente a uma função delta nas massas dos WIMPs.

Capítulo 4

Eventos em Telescópios de Neutrinos

No capítulo 2, vimos que o detector IceCube é projetado especialmente para detectar neutrinos, através dos léptons produzidos nas interações de corrente carregada que ocorrem no volume ou nas proximidades do detector. Neste capítulo obteremos a taxa de eventos a ser observada no IceCube originados na aniquilação de WIMPs no centro da Terra.

Primeiramente realizamos um cálculo simplificado do espectro de energia da taxa de eventos esperada, reproduzindo o trabalho de [92]. Para tanto usaremos o fluxo de neutrinos produzidos nas aniquilações dos WIMPs calculado no capítulo 3 e consideraremos a produção dos múons nas interações de corrente carregada destes neutrinos. Em seguida estimaremos mais detalhadamente este, usando o programa WIMPSIM, o qual simula a produção e propagação dos neutrinos desde o núcleo da Terra até sua chegada no detector, levando em consideração a perda de energia e a oscilação dos neutrinos.

4.1 Estimativa Analítica da Taxa de Eventos em IceCube

Como vimos, os neutrinos do múon produzidos na aniquilação de matéria escura podem sofrer uma interação de corrente carregada produzindo μ . O fluxo de múons Φ_μ no IceCube depende, portanto, do fluxo de neutrinos e da probabilidade destes sofrerem uma interação de corrente carregada, $\Phi_\mu = \Phi_\nu \rho \sigma R_\mu$, onde ρ é a densidade numérica do alvo, σ é a seção de choque do neutrino com os núcleos da Terra e R_μ é o alcance do múon. De forma mais detalhada, considerando a dependência da energia e tendo em consideração que o meio do detector é o gelo, tal que a densidade numérica de prótons e nêutrons são $\rho_p = 5N_A/9 \text{ cm}^{-3}$ e $\rho_n = 4N_A/9 \text{ cm}^{-3}$, onde $N_A \simeq 6 \times 10^{23}$ é o número de Avogadro e considerando também a diferença na interação dos neutrinos com os prótons e nêutrons,

o espectro energético do fluxo de múons é:

$$\frac{d\Phi_\mu}{dE_\mu} = \int_{E_\mu}^{\infty} dE_\nu \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} \left[\frac{d\sigma_\nu^p}{dE_\nu}(E_\nu, E_\mu)\rho_p + (p \rightarrow n) \right] \times R_\mu(E_\mu) + (\nu \rightarrow \bar{\nu}). \quad (4.1)$$

onde $d\sigma_\nu^{p,n}/dE_\mu$ são as seções de choque de interação entre os neutrinos e os núcleons, dadas por:

$$\frac{d\sigma_\nu^{p,n}}{dE_\mu} = \frac{2m_{p,n}G_F^2}{\pi} \left(a_\nu^{p,n} + b_\nu^{p,n} \frac{E_\mu^2}{E_\nu^2} \right), \quad (4.2)$$

onde $a_\nu^{p,n} = 0.15, 0.25$, $b_\nu^{p,n} = 0.04, 0.06$ y $a_\nu^{p,n} = b_\nu^{n,p}$, $b_\nu^{p,n} = a_\nu^{n,p}$ [97]. $R_\mu(E_\mu)$ é o alcance do múon, que corresponde à distancia percorrida pelo múon até que sua energia esteja abaixo do limiar do detector E_{th} . R_μ é determinado a partir da energia média perdida pelo lépton ao percorrer uma distância X (em unidades de g/cm^2):

$$-\frac{dE}{dX} = \alpha + \beta E, \quad (4.3)$$

onde α é determinado pela perda por ionização e β pela perda por radiação, incluindo bremsstrahlung, produção de pares e espalhamento fotonuclear [98]. Resolvendo esta equação, $R_\mu(E_\mu) = \frac{1}{\rho\beta} \ln \left[\frac{\alpha + \beta E_\mu}{\alpha + \beta E_{th}} \right]$, onde para o gelo, a densidade $\rho \simeq 1.0 \text{ g cm}^{-3}$, $\alpha \simeq 2.0 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$ e $\beta \simeq 4.2 \times 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Para o IceCube, E_{th} é aproximadamente 100 GeV.

Das equações 3.31 e 4.1, obtemos a seguinte expressão para o fluxo de múons:

$$\frac{d\Phi_\mu}{dE_\mu} = \frac{f_{\nu\bar{\nu}}\Gamma_A}{4\pi R_\oplus^2} \left[\frac{d\sigma_\nu^p}{dE_\nu}(E_\nu, E_\mu)\rho_p + (p \rightarrow n) \right] \times R_\mu(E_\mu)\Theta(m_\chi - E_\mu) + (\nu \rightarrow \bar{\nu}). \quad (4.4)$$

Finalmente, para obter o espectro da taxa de eventos, consideramos a área efetiva de múons do detector $A_{\text{eff}}^\mu(E_\mu)$ mostrada na figura 4.1 [99]. Esta área efetiva dá a função de resposta do detector a um fluxo incidente de múons, em função da energia destes. Assim, o espectro de energia no IceCube é dado por $dN/dE_\mu = A_{\text{eff}}(E_\mu)d\Phi_\mu/dE_\mu$, onde N é o número de eventos por ano. Mostramos nossos resultados na figura 4.2, para WIMPs com massas $m_\chi = 500 \text{ GeV}$ e 1000 GeV e $f_{\nu\bar{\nu}}\sigma_{\chi n} = 10^{-44} \text{ cm}^2$. Este resultado corresponde a uma taxa de aniquilação que já se encontra em equilíbrio com a taxa de captura, $\Gamma_A = \Gamma_C/2$, devido ao efeito de *boost* na seção de aniquilação dos WIMPs. Nosso resultado reproduz o de [92], de onde extraímos a figura 4.3 para comparar o sinal resultante de aniquilação dos WIMPs com o fundo de neutrinos atmosféricos. Este fundo já foi medido pelo IceCube [87, 88] e num grande espaço de valores dos parâmetros necessários em nossa análise é menor que os sinais de aniquilação de matéria escura. Por tanto, os resultados mostram que é possível testar o fator de *boost* através da detecção de neutrinos em IceCube.

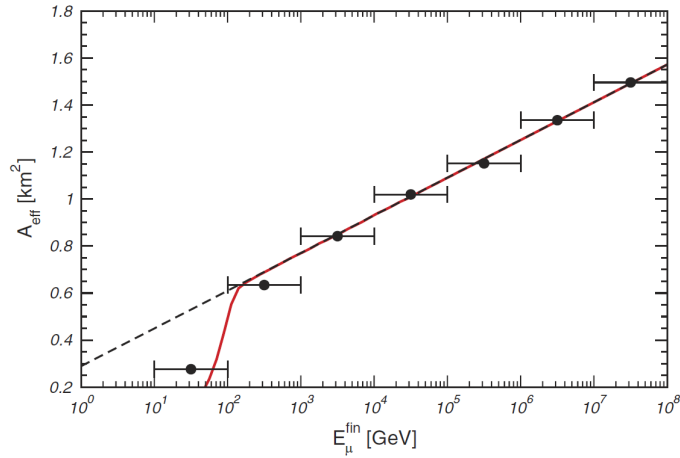


Figura 4.1: Área efetiva de múons de IceCube em função da energia dos múons. Extraído de [99].

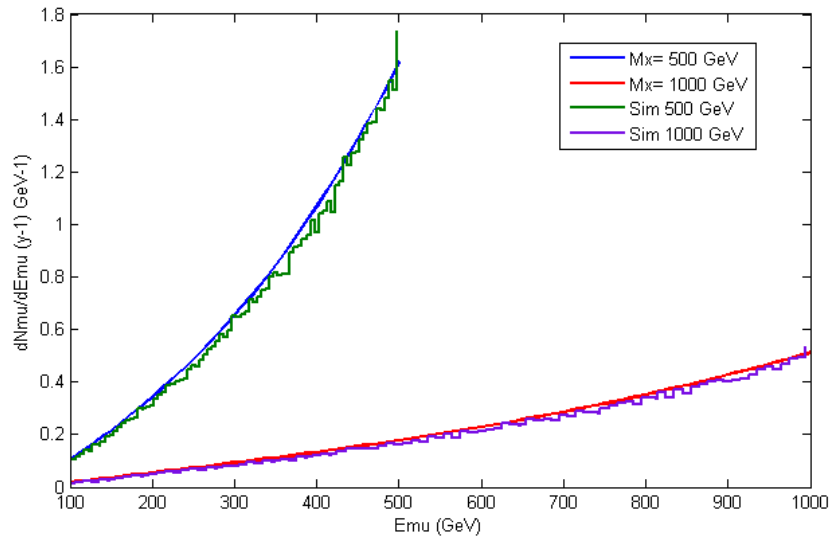


Figura 4.2: Espectro de energia dos múons provenientes de neutrinos primários no IceCube. As curvas contínuas correspondem ao resultado analítico do fluxo de múons dado pela equação 4.4; enquanto as curvas escalonadas correspondem ao resultado da simulação com WIMPSIM. O resultado é para aniquilações de WIMPs com massas de 1 TeV e 500 GeV. Neste gráfico, consideramos *boost* que aceleraram o equilíbrio entre a taxa de captura e de aniquilação, de forma que este já tenha ocorrido na Terra.

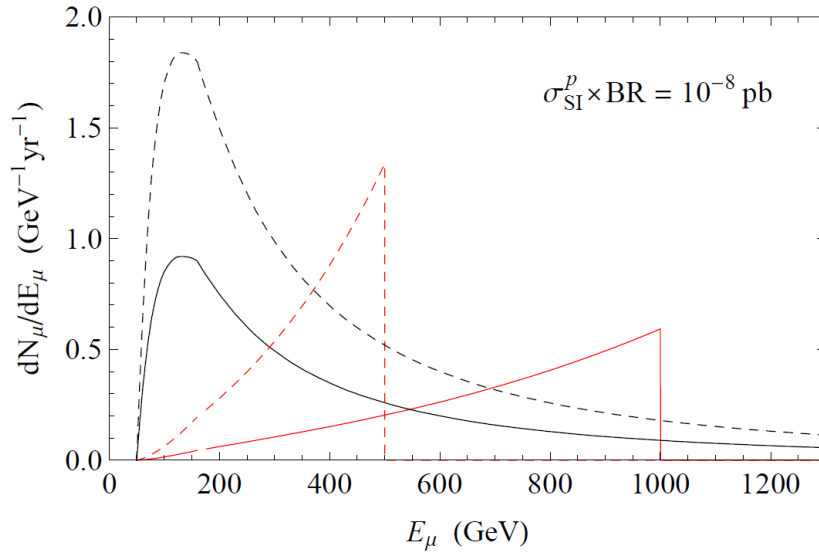


Figura 4.3: Espectro de energia de múons (em vermelho) e fundo de neutrinos atmosféricos (em preto), estimado para o IceCube. Os resultados correspondem a aniquilações de WIMPs com massas de 1 TeV (curvas sólidas) e 500 GeV (curvas tracejadas) e $f_{\nu\bar{\nu}}\sigma_{\chi n} = 10^{-44}\text{cm}^2$. Assim como na figura anterior, figura 4.2, o *boost* assumido corresponde ao equilíbrio entre a captura e aniquilação de WIMPs. Extraído de [92].

Neste cálculo, através do qual estimamos a taxa de eventos em IceCube, não levamos em consideração vários fatores, tais como as oscilações dos neutrinos, suas interações de corrente neutra, a distribuição das partículas de matéria escura na Terra, além de fazermos aproximações para a perda de energia dos múons. Para obter um resultado mais preciso, levando todos estes aspectos em consideração, utilizamos o programa de simulação WIMPSIM [100], que descreveremos abaixo.

4.2 Taxa de Eventos Usando WIMPSIM

O programa WIMPSIM simula a aniquilação de WIMPs no centro da Terra e do Sol e a propagação dos neutrinos resultantes desde sua produção até sua chegada no detector, levando em consideração suas oscilações e interações [101, 102]. WIMPSIM está dividido em duas partes, WimpAnn e WimpEvent, que descreveremos brevemente a seguir, para o caso de aniquilações de WIMPs no centro da Terra.

A primeira parte, WimpAnn, simula as aniquilações no núcleo da Terra e gera a distribuição de energia dos neutrinos primários e secundários produzidos ao redor do núcleo. Para isto calcula inicialmente um ponto de aniquilação a partir da distribuição

de WIMPs no núcleo terrestre [103], que é dada por:

$$n_\chi(r) = n_{\chi 0} \exp\left(\frac{-r^2}{2r_\chi^2}\right), \quad (4.5)$$

onde n_χ é a densidade numérica de WIMPs, r a distância ao centro da Terra e $r_\chi = \left[\frac{3kT}{4\pi G\rho m_\chi}\right]^{\frac{1}{2}}$, sendo k a constante de Boltzmann, T e ρ a temperatura e densidade do núcleo da Terra e G a constante gravitacional. O programa possibilita a escolha entre vários possíveis canais para aniquilação dos WIMPs em partículas primárias, tais como quarks, bosons de gauge, léptons e neutrinos. Simula também as interações e decaimentos destas partículas, as quais eventualmente produzirão novos neutrinos. Como resultado gera a distribuição de energia de todos os neutrinos primários e secundários no núcleo da Terra.

A segunda parte do programa, WimpEvent, continua com a simulação propagando os neutrinos produzidos até o detector. Na propagação, considera de forma completa o efeito das oscilações dos neutrinos na matéria e suas interações com os núcleons e para isto utiliza o perfil de densidade da Terra dado pelo modelo descrito em [104]. As interações dos neutrinos podem ser de corrente carregada, nas quais gera-se um lépton do mesmo sabor que o neutrino ($\nu_l \rightarrow l$), ou de corrente neutra, nas quais se obtêm um neutrino menos energético. Quando os neutrinos chegam a região do detector, cujo material é previamente especificado, simula-se as interações que dão lugar aos chuveiros hadrônicos e/ou léptons carregados. Finalmente se simula os processos de perda de energia dos léptons, gerando a distribuição de energia no detector, bem como dos chuveiros hadrônicos e dos léptons carregados.

Usando este programa, determinamos a taxa de eventos no IceCube. Para isto convoluímos os resultados do WIMPSIM com a área efetiva de múons A_{eff}^μ do detector: $dN/dE_\mu = A_{\text{eff}}^\mu(E_\mu)d\Phi_\mu/dE_\mu$. Onde a área efetiva utilizada é a mesma que no cálculo analítico, mostrada na figura 4.1. O fluxo de múons $d\Phi_\mu/dE_\mu$ foi obtida através da simulação. Para isto, fixamos a massa dos WIMPs em dois valores representativos dos modelos existentes, $m_\chi = 1000$ GeV e 500 GeV, e escolhemos o canal de aniquilação sempre em pares $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$. Assumimos que $f_{\nu\bar{\nu}}\sigma_{\chi n} = 10^{-44}\text{cm}^2$ e que a taxa de aniquilação na Terra já tinha alcançado o equilíbrio devido ao fator de *boost*. O espectro obtido se mostra na figura 4.2, junto com o resultado obtido a partir da expressão analítica para o fluxo de múons da equação 4.4, observando-se uma boa concordância entre ambos resultados.

É importante ressaltar que os resultados obtidos correspondem a valores particulares do fator de *boost* B_F e da seção de choque de interação dos WIMPs com os núcleons $\sigma_{\chi n}$, assim como do *branching ratio* na aniquilação dos WIMPs a neutrinos do múon $f_{\nu\bar{\nu}}$. No próximo capítulo compararemos a taxa de eventos estimada para um amplo espaço de

parâmetros $(\sigma_{\chi n} \times f_{\nu\bar{\nu}}, B_F)$ com os resultados de IceCube e AMANDA. Isto nos permitirá impor limites nos modelos leptofílicos de aniquilação de matéria escura.

Capítulo 5

Resultados e Conclusões

Como vimos ao final do capítulo anterior, o efeito do *boost* na aniquilação dos WIMPs levam a um sinal detectável no IceCube. Aqui descreveremos nossa análise, onde inicialmente, reproduzindo a análise realizada em [105], usamos os dados de IceCube-40 para testar os cenários de matéria escura que contemplam este fator de *boost* B_F , na seção de aniquilação, em função da seção de choque WIMP-núcleon $\sigma_{\chi n}$ e o *branching ratio* da aniquilação dos WIMPs em neutrinos do múon, $f_{\nu\bar{\nu}}$. Em seguida confirmaremos estes resultados de maneira independente, a partir dos dados finais do AMANDA-II [109], sendo este um resultado original de nossa investigação.

Em ambos casos, a análise consiste em comparar o número de eventos estimados através de simulação Monte Carlo com os eventos medidos experimentalmente. Os eventos são simulados utilizando o programa de simulação WIMPSIM, descrito no capítulo anterior e os resultados são dados em função de $f_{\nu\bar{\nu}} \times \sigma_{\chi n}$ e B_F . Estas análises nos permitirão impor limites superiores no fator de *boost*, restringindo desta forma o espaço de parâmetros permitido pelo modelos leptofílicos que explicam os excessos de PAMELA e Fermi-LAT.

O fator de *boost* na aniquilação B_F afeta o parâmetro C_A (equação 3.28), onde $C_A = B_F C_{Ar}$ e C_{Ar} corresponde a seção de choque de aniquilação térmica $\langle \sigma_A v \rangle_r = 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$. O aumento em C_A diminui o tempo necessário para o equilíbrio $\tau = 1/\sqrt{\Gamma_C C_A}$, aumentando efetivamente a taxa de aniquilação Γ_A (equação 3.29),

$$\Gamma_A = \frac{1}{2} \Gamma_C \tanh^2(t\sqrt{\Gamma_C B_F C_{Ar}}). \quad (5.1)$$

Esta parametrização permite testar os aumentos na seção de choque de aniquilação de matéria escura, seja devido ao efeito Sommerfeld ou qualquer outro mecanismo de interação que aumente esta seção de choque. No entanto efeitos devido à presença de subestruturas de matéria escura no halo galáctico, não são aqui testados.

5.1 Limites Usando Resultados do IceCube-40

Aqui imporemos limites ao *boost* na seção de choque de aniquilação, utilizando resultados do IceCube-40, onde reproduzimos à análise realizada em [105]. Lembramos que os dados do IceCube-40 foram tomados quando este experimento ainda não estava completo, tendo 40 cabos de PMTs instalados.

Para determinarmos o fluxo de múons, originados da aniquilação de matéria escura no centro da Terra, no IceCube, usamos o programa de simulação WIMPSIM. Simulamos a aniquilação dos WIMPs em pares neutrinos - antineutrinos do múon, $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$, onde estes são produzidos com energias iguais à massa dos WIMPs, resultando, portanto, num fluxo de neutrinos monoenergéticos. Simulamos a propagação destes neutrinos considerando as suas interações de corrente carregada e neutra e suas oscilações através da Terra até chegar ao detector. Especificamos também a localização do detector IceCube, apesar desta, para aniquilações de WIMPs no centro da Terra ser equivalente a qualquer posição na crosta, sendo nossos resultados válidos para qualquer telescópio de neutrinos situado na Terra.

O número estimado de múons no IceCube, resultantes da aniquilação dos WIMPs no núcleo terrestre, durante o tempo de medida t_{exp} é dado por:

$$N_\mu = \int \frac{d^2\Phi_\nu}{dE_\nu d\theta} dE_\nu t_{\text{exp}} A_{\text{eff}}^\nu(E_\nu, \theta) d\theta, \quad (5.2)$$

onde $\frac{d^2\Phi_\nu}{dE_\nu d\theta}$ é a variação do fluxo de neutrinos que chegam ao detector em termos de sua energia E_ν e ângulo θ , a qual é obtida de nossa simulação. A área efetiva de neutrinos $A_{\text{eff}}^\nu(E_\nu, \theta)$ foi determinada pela colaboração IceCube e é mostrada na figura 5.1. Esta área efetiva difere bastante da área efetiva de múons A_{eff}^μ , usada no capítulo anterior. Agora A_{eff}^ν inclui a probabilidade dos neutrinos interagirem e produzirem os múons que serão observados pelo detector, bem como a eficiência de detecção do IceCube em função da energia e do ângulo e ainda perda de energia dos múons na sua propagação [106]. Como o fluxo de neutrinos é monoenergético, utilizou-se o valor de A_{eff}^ν correspondente à massa dos WIMPs considerada em cada caso.

Na figura 5.2, mostramos a distribuição angular dos neutrinos que chegam ao IceCube, resultante de nossa simulação. Os ângulos são definidos em relação ao eixo que liga o centro da Terra e o detector. Como esperado, os neutrinos chegam ao IceCube com ângulos pequenos, menores que 3° . Portanto, para nossa estimativa do número de múons a serem observados, usaremos a área efetiva correspondente ao intervalo do ângulo zenital $150^\circ < \theta_z < 180^\circ$, mostrado em azul na figura 5.1. Apesar deste intervalo angular ser muito maior do que o esperado para o sinal de 3° , a área efetiva não muda consideravelmente para energias menores que 10 TeV, onde os efeitos de absorção da Terra começam a ser importantes.

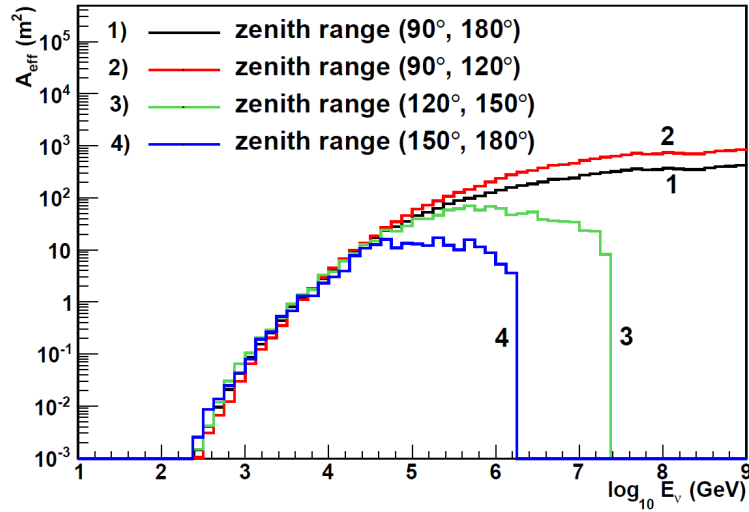


Figura 5.1: Área efetiva de IceCube-40 para $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$, em função da energia dos neutrinos e em intervalos do ângulo zenital. Extraído de [106].

O fato de que os neutrinos, que compõem nosso sinal, chegam ao detector com um intervalo angular bastante pequeno, é essencial na discriminação do sinal em relação aos eventos do fundo. Este é constituído pelos neutrinos atmosféricos. Para isto, temos que considerar a incerteza angular do detector. A resolução angular do IceCube é muito boa, principalmente para os eventos energéticos e quase verticais como no nosso caso. Com isto, assumimos conservativamente, uma resolução angular de 2° [87].

Para considerarmos a incerteza angular, atribuímos um ângulo “experimental”, obtido aleatoriamente segundo uma distribuição normal centrada no seu ângulo original de incidência, com um desvio padrão de 2° , à trajetória de cada neutrino simulado. Este efeito é mostrado na figura 5.2, notando-se um alongamento da distribuição angular.

Uma vez levado em conta o efeito da resolução angular do detector, restringimos o intervalo angular de forma a manter 90% do sinal esperado da aniquilação de matéria escura. Assim, para a aniquilação de WIMPs de massa 500 GeV, serão considerados os eventos com ângulos máximos de incidência $\theta_{\max} = 4.1^\circ$, enquanto para os WIMPs de 1000 GeV, o intervalo angular chegará até $\theta_{\max} = 3.7^\circ$. A figura 5.3 mostra o número previsto de eventos no IceCube-40 durante um tempo de exposição $t_{\text{exp}} = 375.5$ dias, para diferentes valores do fator de *boost*, em função da seção de choque WIMP-nucleon $\sigma_{\chi n}$, multiplicada pelo *branching ratio* $f_{\nu\bar{\nu}}$, da aniquilação em neutrinos.

Para podermos testar os modelos que explicam os excessos leptônicos mediante um fator de *boost* na seção de aniquilação dos WIMPs, determinamos a significância estatística do sinal esperado, S/\sqrt{B} , em função do fator de *boost*. Onde S é o número de eventos estimado por nossa simulação, para o IceCube-40 dentro do intervalo angular correspondente

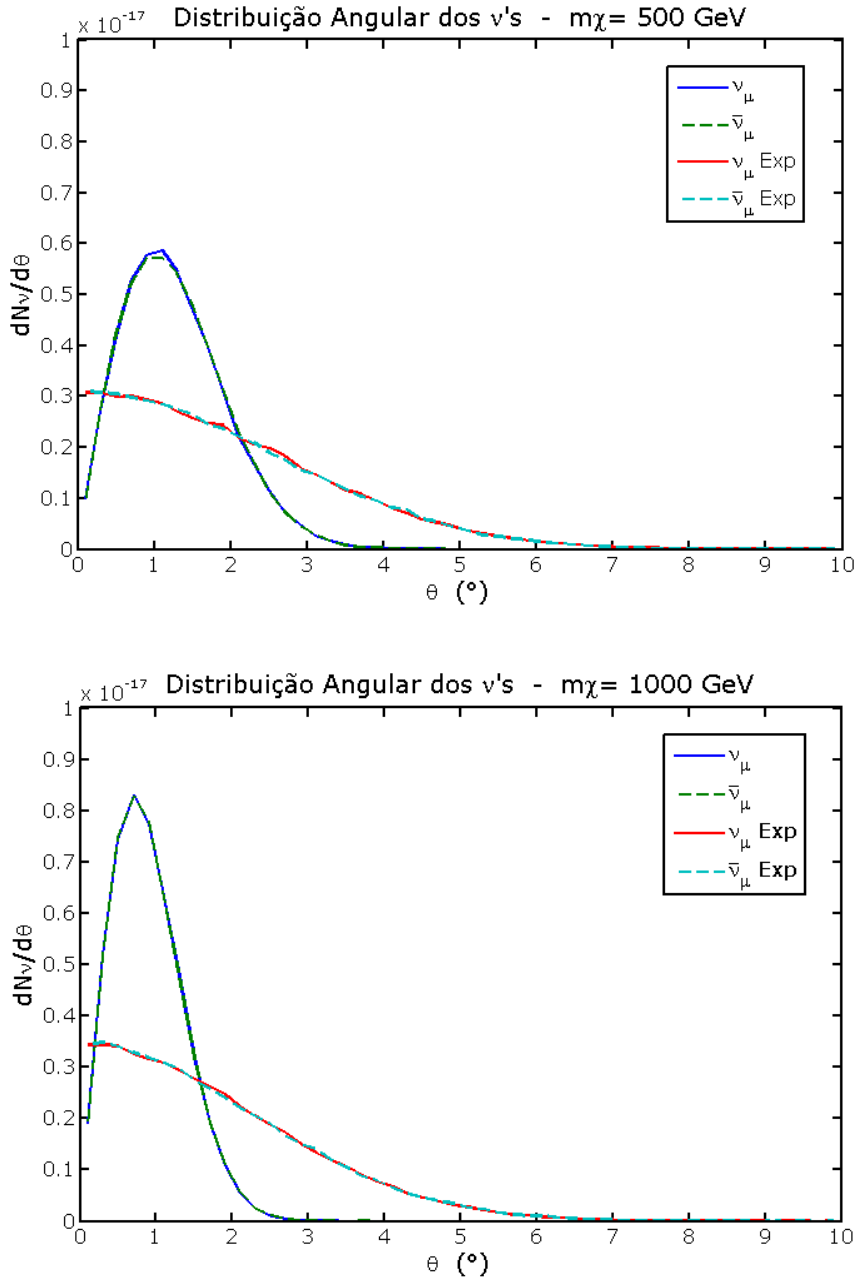


Figura 5.2: Distribuição angular dos neutrinos e antineutrinos primários produzidos na aniquilação de matéria escura no núcleo terrestre. O ângulo é definido em relação ao eixo que liga o centro da Terra e o detector. Os espectros originais, obtidos diretamente de nossa simulação, são mostrados em azul e verde. As curvas em vermelho e turquesa foram obtidas considerando o efeito da resolução angular do detector. A figura superior corresponde à distribuição para WIMPs com $m_\chi = 500$ GeV e a inferior para $m_\chi = 1000$ GeV. As curvas contínuas são para os neutrinos e as curvas tracejadas para os antineutrinos e estas estão praticamente sobrepostas.

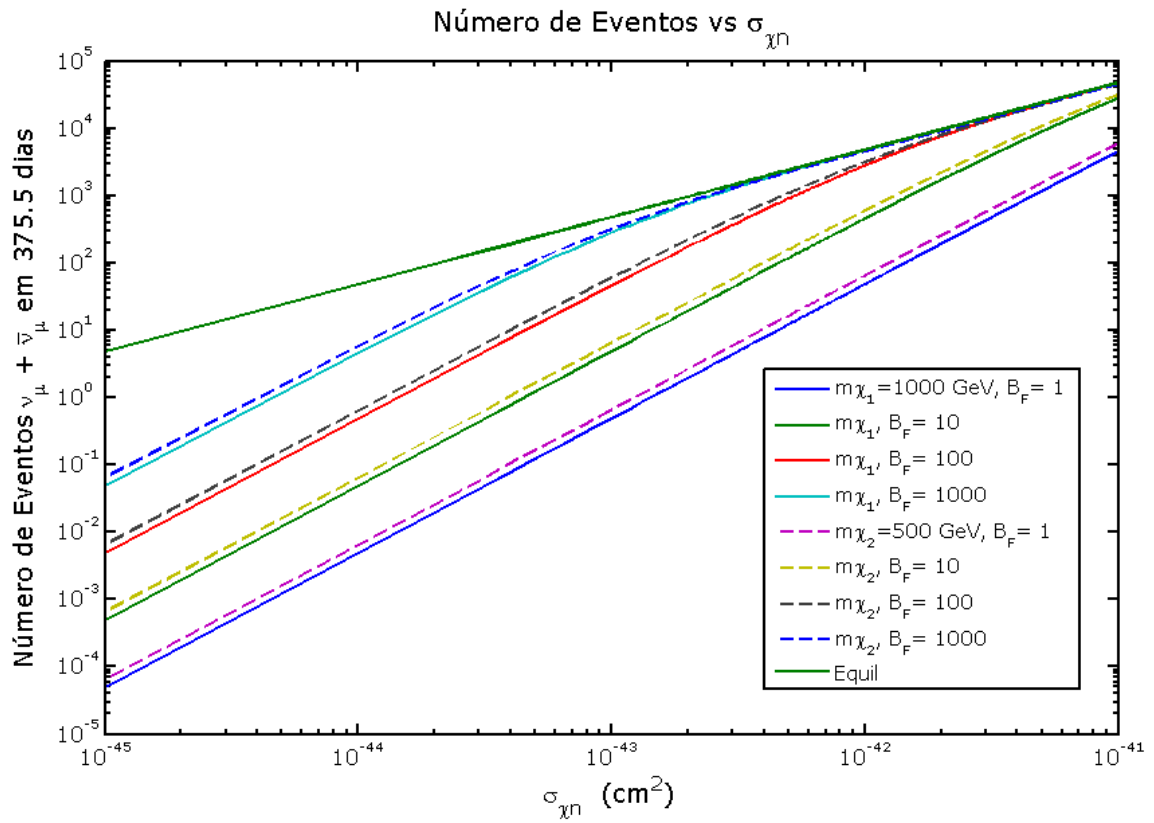


Figura 5.3: Número de eventos esperados no IceCube-40, para diferentes valores do fator de *boost*, correspondendo a um período de exposição de 375.5 dias. As curvas contínuas são para aniquilações de WIMPs com massa de 1000 GeV e as curvas tracejadas para 500 GeV.

e B é o número de eventos detectados pelo IceCube-40.

Resultados recentes das medidas de IceCube-40 indicam que os eventos detectados por este são compatíveis com o fluxo esperado de neutrinos atmosféricos [88, 106]. Estes resultados correspondem às medidas do espectro de neutrinos atmosféricos num amplo intervalo de energias [88] e a procura de neutrinos astrofísicos no fluxo difuso de neutrinos do múon [106]. É importante notar, que os eventos detectados pelo IceCube-40 não tem excessos em relação aos neutrinos atmosféricos. Os dados que utilizamos são da análise descrita em [106], relativa ao fluxo difuso de neutrinos. Nesta análise foram selecionados os eventos que chegam ao detector com ângulos zenitais abaixo do horizonte ($\theta_z > 90^\circ$), com a finalidade de eliminar os múons atmosféricos vindos de cima do detector e manter grande parte do sinal de múons induzidos por neutrinos. Além disto, para eliminarem eventos provenientes de neutrinos atmosféricos os eventos foram selecionados segundo vários critérios, que incluem condições de multiplicidade dos módulos ópticos, reconstrução do ângulo de incidência dos múons e também foram descartados os eventos que poderiam ter sido causados pela chegada simultânea de dois múons. Como resultado a contaminação do fundo nos dados selecionados é menor que 1%.

No final, 12 877 eventos foram selecionados. Estes dados são públicos [89] e contém informação sobre a energia e ângulo medido para cada evento, o que nos permitiu selecionar os eventos que chegam ao detector na mesma direção que os sinais de aniquilação de matéria escura. É importante ressaltar que em nossa análise não usamos a informação sobre a energia nos dados, mas somente os ângulos de incidência dos eventos, o que torna o nosso resultado conservativo. Após restringirmos os intervalos angulares, o número de eventos detectados pelo IceCube se reduz a 14 para WIMPs de 500 GeV e 9 para 1000 GeV. Comparamos este número de eventos observados pelo IceCube-40, com o número previsto através de nossa simulação, para o sinal de aniquilações de matéria escura, determinando a significância S/\sqrt{B} .

Estes resultados são apresentados na figura 5.4, onde se mostra a curva de exclusão a nível de 3σ e 5σ para aniquilações de WIMPs em função de $f_{\nu\bar{\nu}} \times \sigma_{\chi n}$ e de B_F . Acima da curva de 5σ o nível de exclusão é ainda maior. Os modelos que pertencem a esta região do espaço de parâmetros estão, portanto, excluídos. Por exemplo, no caso de WIMPs com 500 GeV, para $f_{\nu\bar{\nu}}\sigma_{\chi n} = 2 \times 10^{-44} \text{cm}^2$, valores do fatores de *boost* maiores que aproximadamente 480 (850) encontram-se excluídos a 3σ (5σ). Na figura também mostramos (linha vermelha) o melhor limite na seção de choque WIMP-nucleón independente do spin que se tem atualmente [66], correspondente ao limite estabelecido com um nível de confiança de 90% pela colaboração XENON100, Note-se que este limite provém de uma experiência de detecção direta e portanto não depende nem do *branching ratio* nem do fator de *boost*, constando do gráfico apenas como referência.

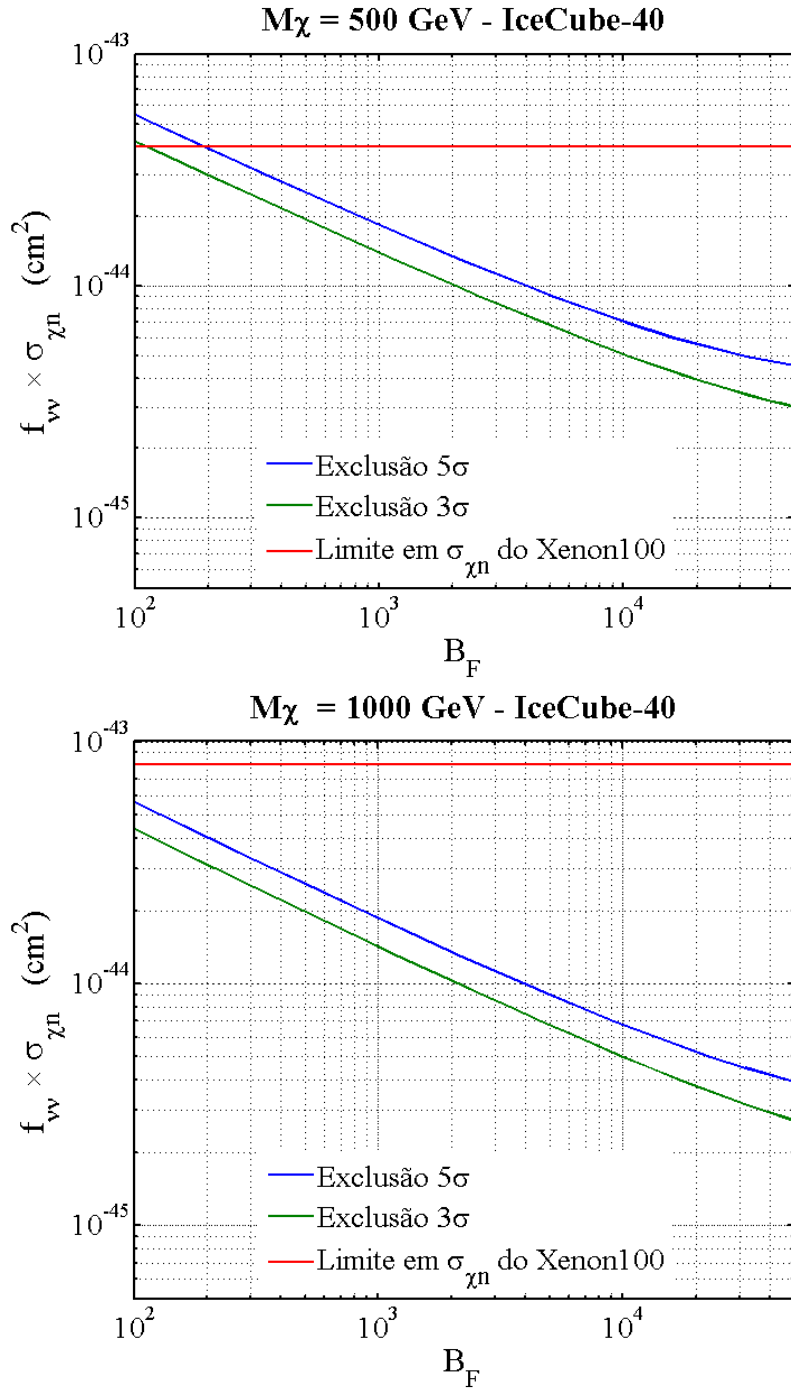


Figura 5.4: Fator de *boost* B_F vs seção de choque de interação WIMP-núcleon $\sigma_{\chi n}$ multiplicada pelo *branching ratio* da aniquilação de WIMPs em neutrinos do múon $f_{\nu\bar{\nu}}$. As curvas correspondem aos limites superiores de exclusão a nível de 3σ e 5σ , baseado na comparação de nossos resultados com os do IceCube-40. Em vermelho mostra-se como referência o limite com um nível de confiança de 90% sobre a seção de choque WIMP-núcleon independente do spin obtida pelo XENON100 [66], lembrando que esta independe de $f_{\nu\bar{\nu}}$ e do B_F . A figura superior corresponde á aniquilação de WIMPs de 500 GeV e a inferior a WIMPs de 1000 GeV.

5.2 Limites em AMANDA-II

O detector AMANDA foi o telescópio que antecedeu o IceCube e que aprovou seus princípios de detecção. O AMANDA tinha 677 módulos ópticos para a detecção da luz Cherenkov produzida pelas partículas carregadas altamente energéticas que atravessam o detector, colocados em cabos entre aproximadamente 1.5 km - 2 km na profundidade do gelo antártico. Apesar do IceCube ter dimensões maiores, o que lhe dá uma área efetiva maior, AMANDA tem a vantagem de ter acumulado dados por muito mais tempo, de 2000 até 2006.

Os resultados das análises finais dos dados do AMANDA-II¹ [107, 108] também concordam com o espectro esperado de neutrinos atmosféricos. Aqui utilizamos o conjunto de dados de AMANDA, que correspondem à análise descrita em [107] e encontra-se disponível em [109]. Nesta análise os eventos também foram selecionados de forma a descartar aqueles que correspondem a múons e neutrinos atmosféricos. No final, 6 595 eventos passaram todos pela seleção da análise final e os dados incluem o valor medido da energia e do ângulo de cada evento. Usamos estes dados para testarmos os modelos que propõem um *boost* na seção de aniquilação das partículas de matéria escura, procedendo da mesma forma como na análise realizada para o IceCube-40. Comparamos nossos resultados aos eventos do AMANDA-II, que pertencem às mesmas regiões angulares que o sinal.

Em termos de resolução angular, para eventos energéticos e verticais, a resolução angular de Amanda é similar ao do IceCube. Assim usando os mesmos valores para θ_{\max} que na análise para o IceCube, 31 eventos, no caso de WIMPs com 500 GeV e 25 para WIMPs com 1 TeV foram selecionados entre os dados do AMANDA-II.

Para a determinação do sinal esperado da aniquilação de WIMPs no AMANDA-II utilizou-se a área efetiva de neutrinos $A_{\text{eff}}^{\nu}(E_{\nu}, \theta)$ deste experimento [108], mostrado em vermelho na figura 5.5. Adicionalmente, o tempo de exposição considerado foi de 1387 dias, que corresponde ao tempo total em que os dados foram tomados.

Comparando, então, o sinal previsto por nossa simulação com o resultado do AMANDA-II, determinamos a significância estatística S/\sqrt{B} do sinal, lembrando que os dados de AMANDA também concordam com o espectro de neutrinos atmosféricos esperado. Os resultados obtidos são mostrados na figura 5.6, onde se mostra a curva de exclusão a nível de 3σ e 5σ para aniquilações de WIMPs com massas 500 GeV (acima) e 1000 GeV (abaixo), em função de $f_{\nu\bar{\nu}} \times \sigma_{\chi n}$ e de B_F . Estes resultados confirmam de forma independente a exclusão da região do espaço de parâmetros já excluídos com IceCube-40 (figura 5.4). Contudo, comparando ambos resultados a restrição do fator de *boost* dado por AMANDA é significativamente menor, por exemplo, para $f_{\nu\bar{\nu}}\sigma_{\chi n} = 2 \times 10^{-44}\text{cm}^2$ a um nível de 3σ

¹O AMANDA-II é a versão final do AMANDA

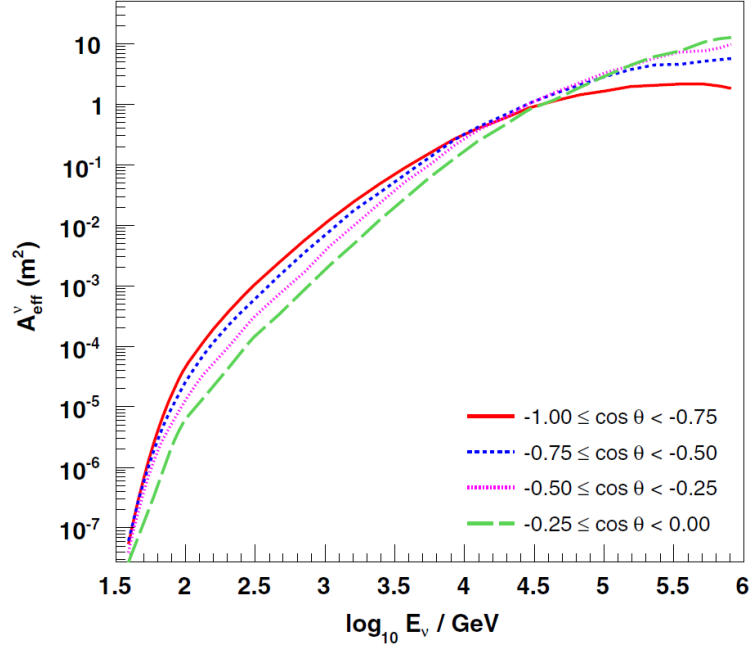


Figura 5.5: Área efetiva de AMANDA-II para ν_μ , em função da energia dos neutrinos para diferentes intervalos de ângulo zenital. Extraído de [108].

(5σ), no caso de WIMPs com 500 GeV, valores superiores a um *boost* 1 600 (3500) seriam descartados; o qual é aproximadamente 4 vezes menos restritivo que IceCube-40.

5.3 Conclusões

Para que os excessos nas observações de PAMELA [71], ATIC [72] e Fermi-LAT [75] (Figs. 2.7 e 2.8) sejam explicadas por aniquilações de matéria escura na nossa galáxia, é necessário um *boost* em sua taxa de aniquilação. Este aumento aceleraria a chegada do estado de equilíbrio entre a taxa de captura e a taxa de aniquilação de matéria escura na Terra. Como consequência, o fluxo de neutrinos originados das aniquilações de matéria escura capturada no núcleo terrestre, aumentaria até níveis detectáveis.

Neste trabalho descrevemos nossa análise, onde estimamos a partir da simulação Monte Carlo a taxa de eventos produzidos da aniquilação de WIMPs no centro da Terra, tanto no IceCube-40 como no AMANDA-II. Estes resultados são dados em função da seção de choque de interação WIMP-núcleon $\sigma_{\chi n}$ multiplicado pelo *branching ratio* da aniquilação a neutrinos do múon $f_{\nu\bar{\nu}}$ e de um fator genérico de *boost* B_F , o qual parametriza o aumento na seção de choque de aniquilação. É importante ressaltar que os resultados obtidos não dependem dos detalhes que originam este aumento na seção de aniquilação. Usamos estes resultados para testar o espaço de parâmetros ($\sigma_{\chi n} \times f_{\nu\bar{\nu}}, B_F$) ao compará-

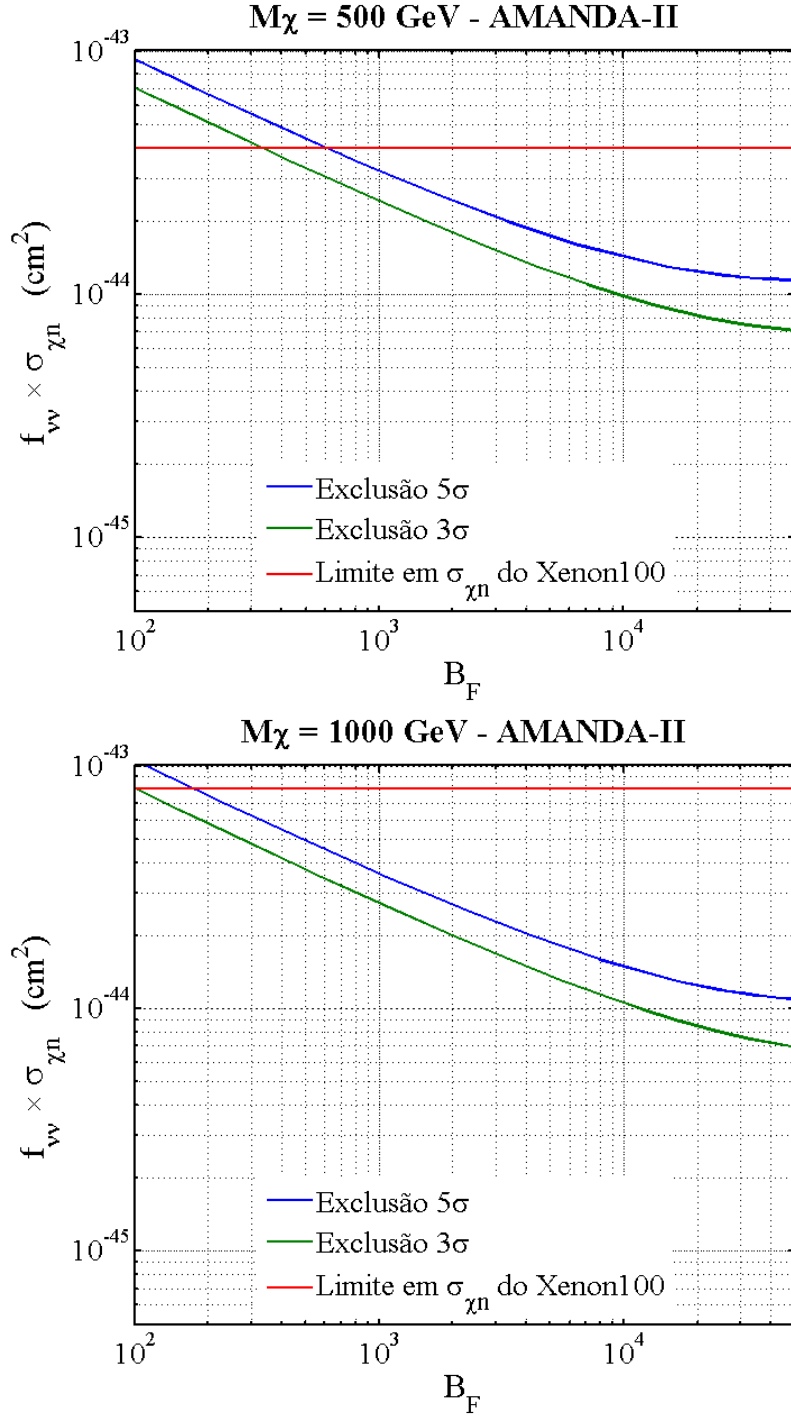


Figura 5.6: Fator de *boost* B_F vs seção de choque de interação WIMP-núcleo $\sigma_{\chi n}$ multiplicada pelo *branching ratio* da aniquilação de WIMPs em neutrinos do múon $f_{\nu\bar{\nu}}$. A curva corresponde ao limite superior de exclusão a nível de 5σ baseado no análise realizado a partir dos resultados de AMANDA-II. A figura superior corresponde á aniquilação de WIMPs de 500 GeV, e a inferior a WIMPs de 1000 GeV.

los com os resultados do IceCube, reproduzindo a análise de [105] e os resultados finais do AMANDA, sendo este último análise original.

Consideramos dois casos representativos dos modelos que dão conta dos excessos de elétrons e pósitrons observados, WIMPs com massas de 500 GeV e de 1 TeV. Os cálculos realizados assumem que a distribuição de velocidades dos WIMPs é gaussiana e que as partículas de matéria escura capturada na Terra seguem uma distribuição isotérmica. Para poder explicar os excessos no fluxo de elétrons e pósitrons observados, os modelos têm que manter-se em acordo com o fluxo de antiprótons medido pelo PAMELA [70] (figura 2.6), o qual concorda com o espectro esperado da produção secundária de antiprótons da propagação de raios cósmicos na galáxia. Este fato descarta como explicação vários modelos de matéria escura com aniquilação em produtos pesados, já que produziriam antiprótons. Assim, os modelos favorecidos como explicação dos excessos observados são os que se aniquilam preferencialmente em léptons, denominados modelos leptofílicos [79, 80, 81, 90, 91].

Ao compararmos nossos resultados com os dados independentes de Ice-Cube-40 e de AMANDA-II para WIMPs, com massas de 500 GeV e 1000 GeV, que se aniquilam com uma fração considerável em neutrinos, fatores de *boost* da ordem 10^2 já são descartados a um nível de 5σ , dependendo do valor da seção de choque dos WIMPs com os núcleons. Portanto, os modelos leptofílicos com *branching ratio* preferencialmente em neutrinos são restringidos pelos nossos resultados.

Referências Bibliográficas

- [1] I. Tkachev, Astroparticle Physics, arXiv:hep-ph/0405168v1, 2004.
- [2] V. Trimble, Existence and Nature of Dark Matter in the Universe, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* Vol. 25, p.425, 1987.
- [3] C. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, Supersymmetric Dark Matter, *Physics Reports* Vol. 267, p.195, 1996.
- [4] E. Kolb and M. Turner, *The Early Universe*, Westview Press, 1994.
- [5] F. Zwicky, The Redshift of Extragalactic Nebulae (“Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln”), *Helvetica Acta* 6, 110-127, 1933.
- [6] F. Zwicky, On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae, *Astrophysical Journal* Vol. 86, p.217, 1937.
- [7] S. Smith, The Mass of the Virgo Cluster, *Astrophysical Journal* Vol. 83, p.23, 1936.
- [8] S. M. Kent and J. E. Gunn, The Dynamics of Rich Clusters of Galaxies. I. The Coma Cluster, *Astronomical Journal* Vol. 87, Num. 7, 1982.
- [9] J-L. Zhao, R-S. Pan and Y-P. He, Virial Mass and Kinematics of the Virgo Cluster, *Acta Astrophys. Sin.* 12/2, p.107, 1992.
- [10] M. Geller, T. Beers, et. al., A Redshift Survey of the poor Cluster A1142, *Astronomical Journal* Vol. 89, Num. 3, 1984.
- [11] R. G. Carlberg, H. K. C. Yee, et. al., Galaxy Cluster Virial Masses and Ω , *Astrophysical Journal* Vol. 462, p.32, 1996.
- [12] E. Lokas and G. Mamon, Dark Matter Distribution in the Coma Cluster from Galaxy Kinematics: Breaking the Mass-Anisotropy Degeneracy, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 343, p.401, 2003.

- [13] D. Fabricant, T. Beers, G. Bothun and J. Huchra, An X-Ray and Optical Study of the Cluster of Galaxies Abell 754, *Astrophysical Journal* Vol. 380, p.530, 1986.
- [14] J. Hughes, The Mass of the Coma Cluster: Combined X-Ray and Optical Results, *Astrophysical Journal* Vol. 337, p.21, 1989.
- [15] A. Lewis, D. Buote and J. Stocke, Chandra Observations of A2029: The Dark Matter Profile Down to Below $0.01r_{vir}$ in an Unusually Relaxed Cluster, *Astrophysical Journal* Vol. 586, p.135, 2003.
- [16] Plack Mission, Results for Coma Cluster:
<http://planck.cf.ac.uk/results/coma-cluster>.
- [17] G. Squires, N. Kaiser, A. Babul, G. Fahlman and D. Woods, The Dark Matter, Gas and Galaxy Distributions in Abell 2218: A Weak Gravitational Lensing and X-Ray Analysis, *Astrophysical Journal* Vol. 461, p.572, 1996.
- [18] H. Hoekstra, Comparison of Weak Lensing Masses and X-Ray Properties of Galaxy Clusters, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 000, p.0, 2008.
- [19] Hubble site gallery: <http://hubblesite.org/gallery/album/pr2000007b/>.
- [20] J. Brownstein and J. Moffat, Galaxy Rotation Curves Without Nonbaryonic Dark Matter, *Astrophysical Journal* Vol. 636, p.721, 2006.
- [21] V. Rubin, W. Ford and N. Thonnard, Rotational Properties of 21 Sc Galaxies with a Large Range of Luminosities and Radii, from NGC 4605 ($R = 4$ kpc) to UGC ($R = 122$ kpc), *Astrophysical Journal* Vol. 238, p.471, 1980.
- [22] A. Bosma, 21cm Line Studies of Spiral Galaxies. II. The Distribution and Kinematics of Neutral Hydrogen in Spiral Galaxies of Various Morphological Types, *Astronomical Journal* Vol. 86, Num. 12, 1981.
- [23] S. Kent, Dark Matter in Spiral Galaxies. II. Galaxies with HI Rotation Curves, *Astronomical Journal* Vol. 93, Num. 4, 1987.
- [24] E. Corbelli and P. Salucci, The Extended Rotation Curve and the Dark Matter Halo of M33, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 311, p.441, 2000.
- [25] K. Begeman, A. Broeils and R. Sanders, Extended Rotation Curves of Spiral Galaxies: Dark Halos and Modified Dynamics, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 249, p.523, 1991.

- [26] M. Persic, P. Salucci and F. Stel, The Universal Rotation Curve of Spiral Galaxies - I. The Dark Matter Connection, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 281, p.27, 1996.
- [27] Y. Sofue and V. Rubim, Rotation Curves of Spiral Galaxies, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* Vol.39, p.137, 2001.
- [28] K. Ashman, Dark Matter in Galaxies, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, Vol.104, p.1109, 1992.
- [29] M. Milgrom, A Modification of the Newtonian as a Possible Alternative to the Hidden Mass Hypothesis, *Astrophysical Journal* Vol. 270, p.365, 1983.
- [30] A. Aguirre, J. Schaye and E. Quataert, Problems for Modified Newtonian Dynamics in Clusters an the Ly α Forest?, *Astrophysical Journal* Vol. 561, p.550, 2001.
- [31] S. Dodelson, The Real Problem with MOND, *International Journal of Modern Physics D*, Vol. 20, p.2749, 2011.
- [32] D. Scott, M. White, J. Cohn and E. Pierpaoli, Cosmological Difficulties with Modified Newtonian Dynamics (or: La Fin du MOND?), *arXiv:astro-ph/0104435v1*, 2001.
- [33] D. Clowe, M. Bradac, A. Gonzalez, M. Markevitch, S. Randall, et. al., A Direct Empirical Proof of the Existance of Dark Matter, *Astrophysical Journal* Vol. 648, p.109, 2006.
- [34] Chandra X-Ray Observatory Photo Album: <http://chandra.harvard.edu/photo/2006/1e0657/>
- [35] M. Bradax, S. Allen, T. Treu, H. Ebeling, R. Mashev, et. al., Revealing the Properties of Dark Matter in the Merging Cluster MACS J0025.4-1222, *Astrophysical Journal* Vol. 687, p.959, 2008.
- [36] D. Tytler, J. O'Meara, N. Suzuki and D. Lubin, Review of Big Bang Nucleosynthesis and Primordial Abundances, *Physica Scripta*. Vol. T85, p.12, 2000.
- [37] K. Olive, G. Steigman and T. Walker, Primordial Nucleosynthesis: Theory and Observations *Physics Reports* 333-334, p.389, 2000.
- [38] R. Cyburt, B. Fields and K. Olive, Primordial Nucleosynthesis in Light of WMAP,
- [39] D. Larson, J. Dunkley, G. Hinshaw, E. Komatsu, M. Nolta, et. al., Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Power Spectra and WMAP-Dereived parameters, *Astrophysical Journal Supplement Series* Vol. 192, p.16, 2011.

- [40] G. Smoot, C. Bennett, A. Kogut, E. Wright, J. Aymon, et. al., Structure in the COBE Differential Microwave Radiometer First-Year Maps, *Astrophysical Journal* Vol. 396, L1, 1992.
- [41] C. Bennett, A. Banday, K. Górski, G. Hinshaw, P. Jackson, et. al., Four-Year COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations: Maps and Basic Results, *Astrophysical Journal* Vol. 464, 1996.
- [42] C. Alcock, C. Akerlof, R. Allsman, T. Axelrod, D. Bennet, et. al., Possible Gravitational Microlensing of a Star in the Large Magellanic Cloud, *Nature* 365, p.621, 1993.
- [43] C. Afonso, J. Albert, J. Andersen, R. Ansari, É. Aubourg, et. al., Limits on Galactic Dark Matter with 5 Years of EROS SMC Data, arXiv:astro-ph/0212176v2, 2003.
- [44] J. Yoo, J. Chanamé and A. Gould, The End of the MACHO Era: Limits on Halo Dark Matter from Stellar Halo Wide Binaries, *Astrophysical Journal* Vol. 601, p.311, 2004.
- [45] P. Gondolo, Non-Baryonic Dark Matter, arXiv:astro-ph/0403064v1, 2004.
- [46] J. Beringer, J-F. Arguin, R. Barnett, K. Copic, O. Dahl, et al. (Particle Data Group), PR D86, 010001 (2012), 2012.
- [47] E. Komatsu, K. Smith, J. Dunkley, C. Bennett, B. Gold, et. al., Seven Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 192:18, 2011.
- [48] S. Asztalos, R. Bradley, G. Carosi, J. Clark, C. Hangmann, et. al., SQUID-Based Microwave Cavity Search for Dark Matter Axions, *Physical Review Letters* Vol 104, 041301, 2010.
- [49] K. Griest and J. Silk, No More Neutrino Cold Dark Matter, *Nature* 343, p.26, 1990.
- [50] M. Mori, K. Hikasa, M. Nojiri, Y. Oyama, A. Suzuki, et. al., A Limit on Massive Neutrino Dark Matter from Kamiokande, *Physics Letters B* Vol. 289, p.463, 1992.
- [51] R. Peccei and H. Quinn, CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles, *Physical Review Letters* Vol. 38, Num. 25, p.1440, 1977.
- [52] L. Duffy and K. Bibber, Axions as Dark Matter Particles, *New Journal of Physics* Vol. 11, 2009.

- [53] ADMX Experiment official web site:
<http://www.phys.washington.edu/groups/admx/experiment.html>
- [54] C. Hangman, H. Murayama, G. Raffelt, L. Rosenberg and K. van Bibber (Particle Data Group), Axions and Other Similar Particles, *JPG* 37, 075021, 2010.
- [55] S. Martin, A Supersymmetry Primer, arXiv:hep-ph/9709356v6, 2011.
- [56] D. Hooper and S. Profumo, Dark Matter and Collider Phenomenology of Universal Extra Dimensions, *Physics Reports* Vol. 453, p.29, 2007.
- [57] Y. Sofue, M. Honma and T. Omodaka, Unified Rotation Curve of the Galaxy – Decomposition into de Vaucouleurs Bulge, Disk, Dark Halo, and the 9-kpc Rotation Dip–, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2008.
- [58] Z. Ahmed, D. Akerib, S. Arrenberg, C. Bailey, D. Balakishiyeva, et. al. (CDMS Collaboration), Results from the Final Exposure of the CDMS II Experiment, arXiv:0912.3592v1 (astro-ph.CO), 2009.
- [59] R. Bernabei, P. Belli, F. Capella, R. Cerulli, F. Montecchia, et. al., Dark Matter Search,
arXiv:astro-ph/0307403v1, *Riv. N. Cim.* 26 Num.1, p1, 2003.
- [60] R. Bernabei, P. Belli, A. Bussolotti, R. Cerulli, C. Dai, et. al., The DAMA/LIBRA Apparatus, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 592, p.297, 2008.
- [61] R. Bernabei, P. Belli, F. Capella, R. Cerulli, C. Dai, et. al., New Results from DAMA/LIBRA, arXiv:1002.1028v1 (astro-ph.GA), 2010.
- [62] S. Chang, G. Kribs, D. Tucker-Smith and N. Weiner, Inelastic Dark Matter in Light of DAMA-LIBRA, *Physical Review D* 79, 043513, 2009.
- [63] J. Kopp, T. Schwetz and J. Zupan, Interpretation of Direct Dark Matter Searches After CDMS II Results, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 02, arXiv:0912.4264v3 (hep-ph), 2010.
- [64] B. Feldstein, A. Fitzpatrick and E. Katz, Form Factor Dark Matter, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 01, arXiv:0908.2991v3, 2010.
- [65] K. Blum, DAMA vs. the Anually Modulated Muon Background, arXiv:1110.0857v1 (astro-ph.HE), 2011.

- [66] E. Aprile, K. Arisaka, F. Arneodo, A. Askin, L. Baudis, et. al. (XENON100 Collaboration), Dark Matter Results from 100 Live Days of XENON100 Data, *Physical Review Letters* 107, 131302, 2011.
- [67] J. Carr, G. Lamanna and J. Lavalle, Indirect Detection of Dark Matter, *Rep. Prog. Phys.* 69 2475, 2006.
- [68] T. Porter, R. Johnson and P. Graham, Dark Matter Searches with Astroparticle Data, arXiv:1104.2836v1 (astro-ph.HE), 2011.
- [69] O. Adriani, G. Barbarino, G. Basilevskaja, R. Bellotti, M. Boezio, et. al., The PAMELA Space Mission for Antimatter and Dark Matter Searches in Cosmic Rays, *AIP Conf. Proc.* 1223, 33, 2010.
- [70] O. Adriani, G. Barbarino, G. Basilevskaja, R. Bellotti, M. Boezio, et. al., PAMELA Results on the Cosmic-Ray Antiproton Flux, arXiv:1007.0821v1 (astro-ph.HE), 2010.
- [71] O. Adriani, G. Barbarino, G. Basilevskaja, R. Bellotti, M. Boezio, et. al., An Anomalous Positron Abundance in Cosmic Rays with Energies 1.5-100 GeV, *Nature* 458, p607, 2009.
- [72] J. Chang, J. Adams, H. Ahn, G. Bashindzhagyan, M. Christl, et. al., An Excess of Cosmic Ray Electrons at Energies of 300-800 GeV, *Nature* 456, p362, 2008.
- [73] S. Torii, T. Yamagami, T. Tamura, K. Yoshida, H. Kitamura, et. al., High-Energy Electron Observations by PPB-BETS Flight in Antarctica, arXiv:0809.0760v1 (astro-ph), 2008.
- [74] W. Atwood, A. Abdo, M. Ackermann, W. Althouse, B. Anderson, et. al., The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission, *Astrophysical Journal* Vol. 697, p.1071, 2009.
- [75] M. Ackermann, M. Ajello, W. Atwood, L. Baldini, J. Ballet, et. al. (Fermi LAT Collaboration), Fermi LAT Observations of Cosmic-Ray Electrons from 7 GeV to 1 TeV, *Physical Review D* Vol. 82, 092004, 2010.
- [76] P. Serpico, Astrophysical Models for the Origin of the Positron “Excess”, *Astroparticle Physics* (2011), doi:10.1016/j.astropartphys.2011.08.007, 2011.
- [77] S. Profumo, Dissecting Cosmic-Ray Electron-Positron Data with Occam’s Razor: The Role of Known Pulsars, *Central European Journal Physics* 10(1), doi:10.2478/s11534-011-0099-z, 2012.

- [78] P. Blasi, Origin of Positron Excess in Cosmic Rays, *Physical Review Letters* 103, 051104, 2009.
- [79] I. Cholis, L. Goodenough, et. al., High Energy Positrons From Annihilating Dark Matter, *Physical Review D* Vol. 80, 123511, 2009.
- [80] D. Finkbeiner, L. Goodenough, D. Hooper, M. Simet and N. Weiner, Consistent Scenarios for Cosmic-Ray Excesses from Sommerfeld-Enhanced Dark Matter Annihilation, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 05, 05(2011)002, 2011.
- [81] M. Cirelli and A. Strumia, Minimal Dark Matter Predictions and the PAMELA Positron Excess, arXiv:0808.3867v2 (astro-ph), 2008.
- [82] I. Cholis and L. Goodenough, Consequences of a Dark Disk for the Fermi and PAMELA Signals in Theories with a Sommerfeld Enhancement, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 09(2010)010, 2010.
- [83] M. Lattanzi and J. Silk, Can the WIMP Annihilation Boost Factor be Boosted by the Sommerfeld Enhancement? *Physical Review D* Vol. 79, 083523, 2009.
- [84] A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, W. Atwood, L. Baldini, et. al. (Fermi LAT Collaboration), Observations of Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with the Fermi-LAT Detector and Constraints on Dark Matter, *Astrophysical Journal* Vol. 712, p.147, 2010.
- [85] C. Weniger, A Tentative Gamma-Ray Line from Dark Matter Annihilation at the Fermi Large Area Telescope, arXiv:1204.2797v1 (hep-ph), 2012.
- [86] F. Halzen and S. Klein, IceCube: An Instrument for Neutrino Astronomy, *Rev. Sci. Instrum.* 81, 081101, 2010.
- [87] S. Boser (IceCube Collaboration), Recent Results from IceCube on Neutrinos and Cosmic Rays, arXiv:1205.6405v1 (astro-ph.HE), 2012.
- [88] R. Abbasi, Y. Abdou, M. Abu-Zayyad, J. Adams, J. Aguilar, et. al. (IceCube Collaboration), Measurement of the Atmospheric Neutrino Energy Spectrum from 100 GeV to 400 TeV with IceCube, *Physical Review D* 83, 012001, 2011.
- [89] IceCube-40 Data: <http://icecube.wisc.edu/science/data/ic40>.
- [90] N. Arkani-Hamed, D. Finkbeiner, T. Slatyer and N. Weiner, A Theory of Dark Matter, *Phys. Rev. D* Vol. 79, 015014, 2009.

- [91] M. Cirelli, M. Kadastik, M. Raidal and A. Strumia, Model-Independent Implications of the e^\pm , \bar{p} Cosmic Ray Spectra on Properties of Dark Matter, Nuclear Phys. B Vol 813, 2009.
- [92] C. Delaunay, P. Fox and G. Perez, Probing Dark Matter Dynamics Via Earthborn Neutrinos at IceCube, Journal of High Energy Physics 05(2009)099, 2009.
- [93] A. Gould, Resonant Enhancements in Weakly Interacting Massive Particle Capture by the Earth, Astrophysical Journal Vol. 321, p.571, 1987.
- [94] K. Griest and D. Seckel, Cosmic Asymmetry, Neutrinos and the Sun, Nuclear Physics B Vol 283, p.681, 1987.
- [95] A. Bouvier and M. Wadhwa, The Age of the Solar System Redefined by the Oldest Pb-Pb Age of Meteoritic Inclusion, Nature Geoscience Vol. 3, p.637, 2010.
- [96] M. Cirelli, N. Fornengo, T. Montaruli, I. Sokalski, A. Strumia, et. al., Spectra of Neutrinos From Dark Matter Annihilations, Nuclear Physics B 727, p.99, 2005.
- [97] V. Barger, W-Y. Keung, G. Shaughnessy and A. Tregre, High Energy Neutrinos From Neutralino Annihilations in the Sun, Physical Review D Vol. 76, 095008, 2007.
- [98] S. Dutta, M. Reno, I. Sarcevic and D. Seckel, Propagation of Muons and Taus at High Energies, Physical Review D Vol. 63, 094020, 2001.
- [99] M. Gonzales-Garcia, F. Halzen and M. Maltoni, Physics Reach of High Energy and High Statistics IceCube Atmospheric Neutrino Data, Physical Review D Vol. 71, 093010, 2005.
- [100] J. Edsjö, WIMPSIM Neutrino Montecarlo,
<http://copsosx03.physto.se/wimpsim/index.html>.
- [101] M. Blennow, J. Edsjo and T. Ohlsson, Neutrinos From WIMP Annihilations Obtained Using a Full Three-Flavor Monte Carlo Approach, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 01(2008)021, 2008.
- [102] J. Edsjö, WIMPSIM: WIMPAnn and WIMPEvent - Simulation of WIMP Annihilations in the Earth/Sun and Propagation to a Neutrino Telescope, WIMPSIM Documentation: copsosx03.physto.se/wimpsim/code/wimpsim-3.01.pdf.
- [103] J. Edsjö and P. Gondolo, WIMP Mass Determination With Neutrino Telescopes, Physics Letters B 357, p.591, 1995.

- [104] W. McDonough, Compositional Model for the Earth's Core, The Mantle and Core - Treatise on Geochemistry, Ed. H. Holland and K. Turekian, Vol. 2, Ed. R. Carlson, Oxford: Elsevier-Pergamon, p.547, 2003.
- [105] I. Albuquerque, L. Beraldo e Silva and C. de los Heros, Constraints on Enhanced Dark Matter Annihilation from IceCube Results, Physical Review D Vol. 85, 123539, 2012.
- [106] R. Abbasi, Y. Abdou, M. Abu-Zayyad, J. Adams, J. Aguilar, et. al. (IceCube Collaboration), A Search for a Diffuse Flux of Astrophysical Muon Neutrinos with the IceCube-40 String Detector, Physical Review D 84, 082001, arXiv:1104.5187v5 (astro-ph.HE), 2011.
- [107] R. Abbasi, M. Ackermann, J. Adams, M. Ahlers, J. Ahrens, et. al. (IceCube Collaboration), Search for Point Sources of High Energy Neutrinos with Final Data from AMANDA-II, Physical Review D 79, 062001, 2009.
- [108] R. Abbasi, Y. Abdou, M. Ackermann, J. Adams, M. Ahlers, et. al. (IceCube Collaboration), Determination of the Atmospheric Neutrino Flux and Searches for New Physics with AMANDA-II, Physical Review D 79, 102005, 2009.
- [109] AMANDA-II Data: <http://icecube.wisc.edu/science/data/amanda>
- [110] J. Ahrens, X. Bai, R. Bay, S. Bawrick, T. Becka, et. al., Muon Track Reconstruction and Data Selection Techniques in AMANDA, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 524, p.169, 2004.