

**UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
CENTRO DE CIÊNCIA EXATAS E DA NATUREZA
COORDENAÇÃO DOS CURSOS DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

TESE DE DOUTORAMENTO

Detecção Direta e Indireta de Matéria Escura em Teorias de Gauge

Farinaldo da Silva Queiroz

João Pessoa-2013

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
CENTRO DE CIÊNCIA EXATAS E DA NATUREZA
COORDENAÇÃO DOS CURSOS DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

TESE DE DOUTORAMENTO

Farinaldo da Silva Queiroz

Tese realizada no Departamento de Física
da UFPB, sob orientação do Prof. Dr.
Paulo Sérgio Rodrigues da Silva, para
a obtenção do grau de Doutor em Física.

À minha mãe Jane Lourenço

Banca Examinadora

Paulo Sérgio Rodrigues da Silva - UFPB (Orientador)

Ivone Albuquerque - USP (Examinador Externo)

Jailson Alcaniz - ON (Examinador Externo)

Valdir Bezerra - UFPB (Examinador Interno)

Agradecimentos

A Minha família pela atenção e apoio dado. Em especial a minha mãe Jane Lourenço, a quem devo tudo que galguei, e a meu pai, por estar sempre ao meu lado quando preciso.

A minha esposa Rafaela, por todo o amor e atenção dada durante esta importante etapa na minha vida, e por ter me acompanhado durante o doutorado sanduíche no Fermilab.

Ao meu orientador Paulo Sérgio Rodrigues, que tenho como amigo pelo resto da vida, pelos valiosos ensinamentos, compreensão e dedicação cedida, e por ter uma contribuição fundamental na minha formação não só como físico, mas como pesquisador desde a época de graduação.

Ao meu co-orientador e amigo Carlos Pires, por ter me ensinado importantes lições de vida e científicas, e por me motivar diversas vezes durante minha trajetória acadêmica.

Ao professor Dan Hooper, com quem tive uma experiência inesquecível no Fermilab, por ter me ensinado detalhes referentes a detecção direta e indireta de matéria escura, tendo contribuído enormemente na minha formação como pesquisador.

Ao professor Scott Dodelson, pelos vários conselhos dados e dúvidas tiradas durante minha estada no Fermilab.

Aos professor Orlando Peres, pelo curso dado a respeito de matéria escura, dado na escola Swieca 2009, que me ajudou bastante a entender alguns detalhes referentes ao assunto, e por sempre me dar bons conselhos, quando nos encontramos nos eventos nacionais da área.

Ao professor Martin Makler, pela paciência em responder todas as minhas questões a respeito

de matéria escura e cosmologia na Swieca 2009, e por estar sempre disponível para discutir questões e projetos relacionados ao tema. Ao professor Jailson Alcaniz, pelos conselhos dados no nacional de física de partículas 2012.

Aos membros da banca, por seus comentários e críticas, com o propósito de melhorar a escrita da tese e torná-la mais clara.

Aos professores de graduação e pós-graduação. Em especial a Alexandre Rosas, Inácio Filho, Carlos Ceneviva, Orlando Lorenzo, Pedro Cristiano e Eugênio por contribuírem significativamente para minha formação.

Ao Diego Cogollo, que além de colaborador o tenho como um grande amigo.

Aos professores Kenichi, Alex Dias e Alexandre Alves pelos ensinamentos. Em especial ao professor Kenichi que me acolheu em São Paulo e me ensinou detalhes referentes à física de colisores.

Ao colaborador Diego Restrepo, por me envolver em alguns projetos relacionados a matéria escura com seu grupo de pesquisa na Colômbia.

Ao Chris Kelso, que se tornou um dos meus melhores amigos e que concerteza teve papel importantíssimo no meu sucesso durante o estágio sanduíche no Fermilab. Com quem aprendi e vivi juntamente com sua esposa Mindi a cultura americana.

Ao Tim Linden, estudante da Universidade da Califórnia, que me ajudou bastante a entender a plataforma do Fermi-LAT e detalhes relacionados a análise de dados.

Aos amigos Sohyun Park, Ritoban Basur e Cesár Castromonte, por terem ajudado na minha transição para o Fermilab, e a entender o estilo de vida americano, e pelas várias horas de discussões físicas e momentos de diversão. Ao Murilo, pelos conselhos dados e pela amizade. A

Amandeep, que durante minha estada no Fermilab, ajudou-me diversas vezes a fixar problemas em programas e a instalar e entender a plataforma root. A José Palomino e Ruth, por terem tornado meus finais de semana mais proveitosos no Fermilab.

Aos meus melhores amigos Alessandro e Juninho pelos vários momentos de diversão. Ao meu grande amigo e padrinho de casamento Bertúlio, pelas brincadeiras e discussões físicas na época de graduação, mestrado e doutorado. Ao querido Cláudio Farias, um grande amigo que fiz durante o doutorado. Ao Dibartolomei por proporcionar um bom ambiente de trabalho, ao Breno, com que aprendi a lição de ajudar aos próximos. Ao meu amigo Jansen que tive como espelho o profissionalismo na época de graduação. Agradeço aos colegas de turma de graduação Valdeci, Eduardo e Jadsom, pelos momentos de alegria compartilhados e várias e várias horas de discussões físicas. A Patricia, grande amiga e confidente, com quem compartilhei diversos momentos de alegria e discussões física.

A Cheryl, secretária do Fermilab, por ter sido uma pessoa maravilhosa para mim e minha esposa durante nosso período nos Estados Unidos.

A banca composta por Ivone Albuquerque (USP), Jailson Alcaniz (ON), Albert Petrov (UFPB) e Valdir Bezerra (UFPB) pelos comentários e correções.

A pós-graduação de Física da UFPB composta por Danilo, Sérgio Azevedo e Fernando Moraes, que estiveram sempre dispostos a resolver os problemas burocráticos de forma prática e com competência.

A CAPES pelo suporte financeiro.

Resumo

O problema da matéria escura (ME) constitui uma questão chave na interface entre física de partículas, astrofísica e cosmologia. O acúmulo de dados observacionais nos últimos anos apontam para uma enorme quantidade de ME não bariônica. Uma vez que o Modelo Padrão (MP), não fornece um candidato para este tipo de matéria, a evidência de ME é uma forte indicação de física nova, além do MP. Estudaremos neste trabalho um dos candidatos à ME mais populares, os chamados WIMPS (partículas massivas que interagem fracamente) sob o ponto de vista de detecção direta e indireta de ME. Para que possamos abordar os meios de detecção direta e indireta de ME no contexto de Física de Partículas de forma didática, iniciaremos nossa discussão apresentando uma extensão mínima do MP. Posteriormente trataremos do assunto no contexto de um modelo 3-3-1. Adiante verificaremos qual o papel da ME no cenário da Nucleossíntese Primordial. Por último procuraremos por sinais indiretos de ME, na busca por excessos em raios gama observados pelo satélite da NASA, chamado Fermi-LAT, no centro da nossa galáxia. Através de uma análise dos eventos observados pelo Fermi-LAT e de alguns modelos de background astrofísico iremos impor vínculos com relação à massa e seção de choque de aniquilação.

Ao longo desse doutorado foram publicados 9 artigos. Um destes ainda sob o processo de publicação.

Palavras-chave: Detecção Direta e Indireta de Matéria Escura, Fermi-LAT, Modelo 331.

Abstract

The Dark matter (DM) problem constitutes a key question at the interface among Particle Physics, Astrophysics and Cosmology. The observational data which have been accumulated in the last years point to an existence of non baryonic amount of DM. Since the Standard Model (SM) does not provide any candidate for such non-baryonic DM, the evidence of DM is a major indication for new physics beyond the SM. We will study in this work one of the most popular DM candidates, the so called WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) from a direct and indirect detection perspective. In order to approach the direct and indirect detection of DM in the context of Particle Physics in a more pedagogic way, we will begin our discussion talking about a minimal extension of the SM. Later we will work on the subject in a 3-3-1 model. Next, we will study the role of WIMPs in the Big Bang Nucleosynthesis. Lastly, we will look for indirect signals of DM, by looking for gamma-ray excess observed by the NASA Satellite, called Fermi-LAT, in the Galactic Center. Through an analyses of the data events observed by Fermi-LAT and some background models, we will constrain the annihilation cross section-mass relation.

As a result of this PhD 9 articles have been done. Two of them are still under the publication process.

Key-words: Direct and Indirect Detection of Dark Matter, Fermi-LAT, 3-3-1 model.

Lista de Figuras

- 2.1 Abundâncias dos elementos leves em função do parâmetro conhecido como bariômetro $\eta = n_b/n_\gamma$ variando entre 10^{-12} e 10^{-7} . Figura retirada de [5]. p. 7
- 2.2 Na figura à esquerda observamos claramente o efeito de lente gravitacional causado por uma galáxia alinhada com a fonte e observador [7]. Na figura à direita vemos a aparição de múltiplas imagens características de uma lente forte [8]. p. 12
- 2.3 Limites sobre a abundância de matéria em função de σ_8 . Os dois contornos da Radiação Cósmica de Fundo (CMB) foram obtidos com 68% e 95% de nível de confiança. A região verde delimita a região de melhor ajuste aos dados combinados CMB+lentes gravitacionais. p. 13
- 2.4 Curva de rotação observada da galáxia espiral M33. Retirada de [13]. p. 16
- 2.5 Halo da nossa galáxia Via Láctea. Na figura estão exibidos a posição do Sol na via láctea (~ 8 Kpc do centro da galáxia). p. 16
- 2.6 Observação do aglomerado da Bala pelo Chandra. p. 18
- 2.7 A curva vermelha é o espectro de potência da CMB observado. A curva em verde é espectro de potência da CMB para um universo com $\Omega_b \simeq 5\%$, $\Omega_{ME} \simeq 0\%$ e $\Omega_{EE} \simeq 95\%$ p. 20

2.8	A curva vermelha é o espectro de potência da CMB observado. A curva verde é espectro de potência da CMB para um Universo com $\Omega_b \simeq 5\%$, $\Omega_{ME} \simeq 22\%$ e $\Omega_{EE} \simeq 74\%$	p. 20
2.9	A distribuição de matéria de acordo com as observações (azul) comparada a distribuição de matéria obtida via simulações usando apenas ME fria (vermelho). Figura retirada de [21].	p. 23
2.10	Espalhamento WIMP-Núcleo [22].	p. 25
3.1	Processos de aniquilação que contribuem para a abundância do WIMP N_1 . B refere-se a um bóson de gauge massivo $W^\pm$ ou Z , S_1 e S_2 a qualquer combinação de escalares do modelo compostos de H , S e J (Majoron), e f representa qualquer férmion.	p. 35
3.2	Processos de co-aniquilação que contribuem para a abundância de N_1	p. 35
3.3	Abundância do neutrino estéril em função de sua massa sem co-aniquilação. Os pontos em vermelho são para $0.108 \leq \Omega_{ME} h^2 \leq 0.121$	p. 37
3.4	Abundância do neutrino estéril em função de sua massa incluindo co-aniquilação. Os pontos em vermelho são para $0.108 \leq \Omega_{ME} h^2 \leq 0.121$	p. 37
3.5	Abundância do WIMP em função de sua massa para $M_H = 115$ GeV.	p. 38
3.6	Abundância do WIMP em função de sua massa para $M_H = 300$ GeV.	p. 38
3.7	Abundância do nosso WIMP em função da sua massa com σ_0 desacoplado. . .	p. 39
3.8	Abundância do nosso WIMP em função da sua massa, com η desacoplado. . .	p. 40
3.9	Processo de espalhamento WIMP-quarks para um WIMP tipo leptofílico. . .	p. 41

3.10	Abundância do WIMP para o espaço de parâmetros favorecido pelo CoGeNT e DAMA com η desacoplado, com $115 \text{ GeV} \leq M_H \leq 300 \text{ GeV}$	p. 41
3.11	Abundância do WIMP para o espaço de parâmetros favorecido pelo CDMS-II com $500 \text{ GeV} < M_\eta < 3 \text{ TeV}$	p. 42
3.12	Seção de choque de espalhamento WIMP-nucleon em função da massa do WIMP (neutrino pesado) sem co-aniquilação. Os pontos verdes fornecem a abundância correta de acordo com o WMAP com 95% de confiança. As curvas no sentido de cima para baixo são os limites do: XENON10 (laranja), CDMS-II (preto), CDMS 2004-2009 combinado (azul), limites projetados do CDMS 2ST @ soudan (rosa) e XENON100 6000kg (violeta).	p. 44
3.13	Seção de choque de espalhamento WIMP-nucleon em função da massa do WIMP (neutrino pesado) com co-aniquilação. Os pontos verdes fornecem a abundância correta de acordo com o WMAP com 95% de confiança. As curvas no sentido de cima-baixo são os limites do: XENON10 (laranja), CDMS-II (preto), CDMS 2004-2009 combinado (azul), limites projetados do CDMS 2ST @ soudan (rosa) e XENON100 6000kg (violeta)..	p. 44
3.14	Seção de choque de espalhamento elástico WIMP-nucleon para $M_H = 115 \text{ GeV}$.	p. 45
3.15	Seção de choque de espalhamento elástico WIMP-nucleon para $M_H = 300 \text{ GeV}$.	p. 46

3.16	As curvas são os limites do XENON-10 (laranja) e XENON-100 (violeta). Os contornos em pretos são as regiões favorecidas pelo CoGeNT quando adicionamos um background de 30% (menor) e 50% (maior). Em verde a região favorecida pelo DAMA com 90% e 99% nível de confiança supondo 100% de channeling. Regiões retiradas de [32]. Todos os pontos acima fornecem a abundância correta.	p. 49
3.17	Resultado do modelo capaz de explicar os dois eventos em excesso observados pelos CDMS-II.	p. 51
4.1	Processos que contribuem para a abundância do escalar ϕ	p. 65
4.2	Processos que contribuem para a abundância do neutrino estéril N_1	p. 65
4.3	Abundância do neutrino pesado. As linhas em vermelho delimitam a região que obtêm a abundância correta de ME medida pelo WMAP7, $0.098 \leq \Omega h^2 \leq 0.122$, com $400 \text{ GeV} \leq M_{S1} \leq 4.5 \text{ TeV}$ e $v_{\chi'} = 3 \text{ TeV}$	p. 65
4.4	Abundância do neutrino pesado. As linhas em vermelho delimitam a região que obtêm a abundância correta de ME medida pelo WMAP7, $0.098 \leq \Omega h^2 \leq 0.122$, com $600 \text{ GeV} \leq M_{S1} \leq 6 \text{ TeV}$ e $v_{\chi'} = 4 \text{ TeV}$	p. 66
4.5	Abundância do escalar ϕ para $M_H = 115 \text{ GeV}$ com $v_{\chi'} = 3 \text{ TeV}$	p. 67
4.6	Abundância do escalar ϕ para $M_H = 300 \text{ GeV}$ com $v_{\chi'} = 3 \text{ TeV}$	p. 68

4.7	Abundância do WIMP (ϕ) em função de sua massa. Os pontos em verde são aqueles que fornecem a abundância correta medida pelo WMAP ($0.098 \leq \Omega h^2 \leq 0.122$) e os azuis uma abundância inferior a do WMAP ($0.01 \leq \Omega h^2 \leq 0.098$), com a massa do Higgs livre para variar entre 110 – 150 GeV e $\nu_{\chi'}$ variando entre 1 – 4 TeV.	p. 69
4.8	Abundância do WIMP (ϕ) em função da massa do Higgs com 20 GeV < $M_\phi < 80$ GeV, com $\nu_{\chi'}$ variando entre $\sim 1 - 10$ TeV.	p. 70
4.9	Processos que contribuem para a seção de choque WIMP-nucleon do N_1	p. 71
4.10	Processos que contribuem para a seção de choque WIMP-nucleon do ϕ	p. 71
4.11	Seção de choque WIMP-próton para o N_1 . As curvas no sentido de cima para baixo são para $\nu_{\chi'} = 2, 3$ e 4 TeV. As curvas de exclusão foram obtidas via [49]. Os pontos em vermelho fornecem a abundância correta do WMAP os outros são para o regime sub-dominante	p. 72
4.12	Seção de choque WIMP-nucleon para $M_H = 115$ GeV e $\nu_{\chi'} = 3$ TeV. Os pontos em verde são para $\Omega_\phi < \Omega_{WMAP}$, enquanto os azuis são com $\Omega_\phi = \Omega_{WMAP}$	p. 73
4.13	Seção de choque WIMP-nucleon para $M_H = 156$ GeV e $\nu_{\chi'} = 3$ TeV.	p. 74
4.14	Seção de choque WIMP-nucleon para $M_H = 300$ GeV e $\nu_{\chi'} = 3$ TeV.	p. 74
4.15	Seção de choque WIMP-nucleon com $M_H = 156$ GeV e $\nu_{\chi'}$ variando livremente entre 2 – 4 TeV. Pontos claros com $\Omega < \Omega_{WMAP}$ e os escuros com $\Omega = \Omega_{WMAP}$	p. 75

- 4.16 Seção de choque WIMP-nucleon do ϕ com $115 \text{ GeV} \leq M_H \leq 300 \text{ GeV}$ e $v_{\chi'} = 3 \text{ TeV}$. A região com $10^{-43} \text{ cm}^2 \leq \sigma_{SI} \leq 10^{-44} \text{ cm}^2$ com $20 < M_\phi < 60 \text{ GeV}$ é a região que explica os dois espalhamentos tipo-WIMP observados pelo CDMS-II. p. 76
- 4.17 Seção de choque WIMP-nucleon do ϕ com $110 \text{ GeV} \leq M_H \leq 300 \text{ GeV}$ e $v_{\chi'} = 1 - 4 \text{ TeV}$. A região com $10^{-43} \text{ cm}^2 \leq \sigma_{SI} \leq 10^{-44} \text{ cm}^2$ com $20 < M_\phi < 60 \text{ GeV}$ é a região que explica os dois espalhamentos tipo-WIMP observados pelo CDMS-II. p. 78
- 4.18 Seção de choque WIMP-nucleon do ϕ com $M_H = 125 \text{ GeV}$ e $v_{\chi'} = 1 - 4 \text{ TeV}$. A região com $10^{-43} \text{ cm}^2 \leq \sigma_{SI} \leq 10^{-44} \text{ cm}^2$ com $20 < M_\phi < 60 \text{ GeV}$ é a região que explica os dois espalhamentos tipo-WIMP observados pelo CDMS-II. p. 78
- 4.19 Seção de choque de aniquilação em função da massa do WIMP (ϕ). Os pontos azuis escuro são aqueles que fornecem a abundância correta e os azuis claro os que $0.01 < \Omega_\phi h^2 < 0.098$. Em todos os pontos azuis deixamos a massa do Higgs variar livremente entre $110 - 150 \text{ GeV}$. Os pontos rosa são para $125 \text{ GeV} \leq M_H \leq 130 \text{ GeV}$ p. 82
- 4.20 Branching ratio do Higgs em dois WIMPs. A linha laranja sólida é para $M_H = 125 \text{ GeV}$, enquanto a tracejada é para $M_H = 126 \text{ GeV}$. Em particular para $M_H = 125 \text{ GeV}$ e $M_{WIMP} = 62.5 \text{ GeV}$, $BR(H \rightarrow \gamma\gamma) \simeq 1.45 \times 10^{-3}$, $BR(H \rightarrow b\bar{b}) \simeq 0.733$, e $BR(H \rightarrow \tau\bar{\tau}) \simeq 4 \times 10^{-2}$. Não mostramos esses resultados na figura por questão de visualização. p. 84

4.21	Razão dos branching ratio $H \rightarrow \gamma\gamma$ no 3-3-1LHN sob o do MP, para o caso que $M_{WIMP} > M_H/2$	p. 85
4.22	Razão dos branching ratio $H \rightarrow b\bar{b}$ no 3-3-1LHN sob o do MP para o caso que $M_{WIMP} > M_H/2$	p. 86
4.23	Razão dos branching ratio $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$ no 3-3-1LHN sob o do MP para o caso que $M_{WIMP} > M_H/2$	p. 86
5.1	Mudança na expansão do Universo ao adicionarmos um neutrino no MP cosmológico comparado ao caso que incluímos a produção não térmica de ME para diferentes parâmetros, com $f=1\%$	p. 95
5.2	Mudança no fator de escala ao adicionarmos um neutrino no MP cosmológico comparado ao caso que incluímos a produção não térmica de ME para diferentes parâmetros, com $f = 1\%$	p. 95
5.3	Vínculos da BBN sobre a produção não térmica de ME via o decaimento $X' \rightarrow X + \gamma$. Usamos $f = 0.01$ e $M_{X'} \gg M_X$. Na ordem de cima para baixo, a curva vermelha, preta e azul é para o caso que o modelo reproduz $\Delta N_V^{eff} = 1, 0.5$ e 0.1 respectivamente.	p. 99
6.1	Mapas do fluxo de raios gama na região em torno do GC. À esquerda o fluxo de raios gama usando apenas os dados do Fermi-LAT, enquanto à direita o fluxo-PS-Disco.	p. 107

6.2	O fluxo médio de raios gama (linha cheia) com longitude $5^\circ < l < 10^\circ$ em função da latitude e o fluxo de raios gama oriundo de raios cósmicos (linha pontilhada) usando a distribuição de gás dada na Eq.(6.1). Figura retirada de [51].	p. 108
6.3	Modelos de densidade que serão usados neste trabalho. As curvas de pontos referidas como Contracted são para NFW com $\gamma = 1.4$ e 1.2 de cima para baixo. Os modelos NFW e Einasto estão definidos nas Eq.(A.68) e Eq.(A.69). Os modelos Cored foram definidos na seção A.3.2.	p. 110
6.4	Mapas do fluxo-PS-Disco-ME para o modelo NFW com $\gamma = 1$	p. 112
6.5	Mapas do fluxo-PS-Disco-ME para o modelo Einasto.	p. 113
6.6	Mapas do fluxo-PS-Disco-ME para o modelo NFW com $\gamma = 1.2$	p. 114
6.7	Mapas do fluxo-PS-Disco-ME para o modelo NFW com $\gamma = 1.4$	p. 115
6.8	Mapas do fluxo-PS-Disco-ME para o modelo NFW ($\gamma = 1$) + Halo constante de raio 100 pc.	p. 116
6.9	Mapas do fluxo-PS-Disco-ME para o modelo NFW ($\gamma = 1$) + Halo constante de raio 1 kpc.	p. 117
6.10	Limites com 95% de confiança sobre a seção de choque de aniquilação de ME para os modelos NFW (com $\rho_\odot = 0.28 \text{ GeV/cm}^3$) e Einasto ($\rho_\odot = 0.25 \text{ GeV/cm}^3$).	p. 119
6.11	Limites com 95% de confiança sobre a seção de choque de aniquilação de ME para os modelos NFW com $\gamma = 1.2$ ($\rho_\odot = 0.25 \text{ GeV/cm}^3$) e $\gamma = 1.4$ ($\rho_\odot = 0.22 \text{ GeV/cm}^3$).	p. 120

6.12	Limites com 95% de confiança sobre a seção de choque de aniquilação de ME para os modelos Cored com $R_c = 100$ pc (gráficos superiores) e $R_c = 1$ Kpc (inferiores). Usamos $\rho_\odot = 0.28 \text{ GeV/cm}^3$	p. 121
6.13	Limites com 95% de confiança sobre a seção de choque de aniquilação de ME para os modelos Cored com $R_c = 1$ Kpc e NFW obtidos em nosso trabalho em comparação com vínculos anteriores vindos de galaxias anãs, aglomerados de galáxias [68] e de estudos da radiação isotrópica de raios gama [73].	p. 123
A.1	Espalhamento WIMP-Núcleo [22]. Na figura χ seria a partícula de ME e N o núcleo alvo.	p. 127
A.2	A velocidade mínima de um WIMP necessária para produzir um sinal detectável nos experimentos para uma dada massa. A linha azul-tracejada refere-se ao Sódio no DAMA que tem $\sim 6\text{KeV}$ de limiar de energia. A linha vermelha-tracejada trata-se do CoGeNT (Germânio) com 2KeV de limiar de energia. A linha preta reflete o XENON100 com 8 KeV de limiar de energia. A velocidade mínima para o CRESSTII Oxigênio (verde-tracejada) e Cálcio (cinza) ambos com 10 KeV de limiar de energia. Figura cedida por Chris Kelso da Universidade de Chicago.	p. 129
A.3	Regime de Espalhamento coerente WIMP-Núcleo.	p. 139
A.4	Fatores de forma para os núcleos ^{23}Na (azul), ^{79}Ge (verde) e ^{129}Xe . Observamos claramente que para núcleos cada vez mais pesados há uma supressão no fator de forma $F(q)$. A figura está representada na escala Log-linear para melhor visualização.	p. 142

A.5	Taxa de espalhamento para um núcleo de Germânio para $M_{ME} = 10$ GeV e seção de choque independente de spin de 10^{-40} cm^2 com $v_0 = 220 \text{ km/s}$ e $v_{esc} = 544 \text{ km/s}$. Figura cedida por Chris Kelso da Universidade de Chicago. .	p. 149
A.6	Na figura podemos ver os valores permitidos para $\rho_{\odot}$ para diferentes modelos de densidade de ME em função do raio do núcleo do halo.	p. 152
A.7	Modelos de densidade de ME em função do raio do halo. Nesta figura vemos que todos os modelos de densidade convergem para aproximadamente o mesmo valor quando $r \simeq R$. Entretanto a medida nos dirigimos a GC observamos uma enorme divergência entre as previsões dos modelos.	p. 155
A.8	Valores medidos dos parâmetros γ e α para os modelos NFW e Einasto segundo segundo observações combinadas da curva de rotação da Via Láctea e microlentes gravitacionais [90].	p. 155
A.9	Vínculos experimentais sobre o acoplamento efetivo $g_{a\gamma\gamma}$ e a massa do Áxion. As linhas diagonais azul e vermelha são refletem as previsões de dois modelos que se mostram ainda consistentes com os limites [113].	p. 158
A.10	Gráfico de exclusão de uma partícula conhecida como milicharged. Apresentado da forma massa $\times$ unidade de carga. Onde $q = \epsilon e$	p. 161
A.11	Limites sobre a seção de choque de espalhamento versus a massa do SIMP. Todo a região destacada está excluída pela combinação de diferentes experimentos.	p. 162

A.12 Solução para o número de densidade comóvel de uma partícula estável em função da razão massa/temperatura. Observe que após o desacoplamento (freeze-out) o número de densidade torna-se constante e quanto maior for a seção de choque térmica de aniquilação menor a abundância dos WIMPs após o desacoplamento.	p. 164
A.13 Fator J para aniquilação definido em Eq.(A.85) em função do ângulo de observação θ que liga a Terra ao GC.	p. 171
A.14 Fator J para decaimento, definido em Eq.(A.87) em função do ângulo de observação θ que liga a Terra ao GC.	p. 172
A.15 Fluxo de raios gamma observado pelo satélite Fermi-LAT, após um ano de observação. Sources, refere-se ao fluxo das chamadas point-sources. Total refere-se ao fluxo total de fótons quando somados os fluxos vindo do π^0 , espalhamento compton inverso e bremsstrahlung. UIB é fluxo de fonte não identificada, dada pela diferença entre o fluxo de raios gama predito pelos processos exibidos na figura e o observado (região rosa).	p. 174
A.16 Tipos de espalhamentos.	p. 176
A.17 Quenching factor do NaI em função da energia.	p. 178
A.18 Experimento DAMA.	p. 179
A.19 Figura que ilustra a rotação de Terra ao redor do Sol que é responsável pela modulação anual na taxa de espalhamento WIMP-Núcleo.	p. 179
A.20 Figura que ilustra a rotação de Terra ao redor do Sol que é responsável pela modulação anual na taxa de espalhamento WIMP-Núcleo.	p. 181

A.21 Fase da modulação dos múons medida por diversos experimentos. Combinando os resultados de MACRO,LVD e Borexino obtêm-se $t_0 = (7 \pm 6)$ de Julho. Apenas Borexino obtêm-se $t_0 = 29 \pm 6$ de Junho. A fase medida pelo DAMA é $t_0 = 26 \pm 7$ de Maio.	p. 181
A.22 Detector ZIP usado pelo CDMS. Lembrado que o CDMS usa torres de 8 detectores como estes de forma a discriminar eventos únicos de múltiplos. . .	p. 183
A.23 CDMS1.	p. 184
A.24 CDMS1.	p. 185
A.25 Foto do detector CoGeNT.	p. 186
A.26 Rise time cut aplicado pelo CoGeNT. Vemos que os eventos de superfície em vermelho possuem um maior tempo de resposta ao campo elétrico comparado aos eventos tipo bulk.	p. 186
A.27 Região (em preto) favorecida (seção de choque $\times$ massa) pelo CoGeNT para explicação dos eventos supondo uma contaminação de background de 30% e 50% nos 100 eventos observados. Retirada de [123].	p. 188

Conteúdo

1	Lista de Parâmetros	p. 1
2	Introdução	p. 1
2.1	Evidências de Matéria Escura	p. 2
2.1.1	Nucleossíntese	p. 3
2.1.2	Razão Massa/Luminosidade	p. 10
2.1.3	Lentes Gravitacionais	p. 11
2.1.4	Curvas de Rotação de galáxias	p. 13
2.1.5	Aglomerado da Bala e Seus Primos	p. 16
2.1.6	Radiação Cósmica de Fundo	p. 18
2.1.7	Formação de Estruturas	p. 21
2.2	Comentários sobre Detecção Direta e Indireta de Matéria Escura	p. 23
3	Um Modelo de Neutrino Estéril Motivado pelos Resultados do CoGeNT, DAMA e CDMS-II	p. 28
3.1	Motivação	p. 28
3.2	O Modelo	p. 29
3.3	Espectro de Massa do Modelo	p. 31

3.3.1	Massa do WIMP	p. 31
3.3.2	Massa dos Escalares	p. 32
3.4	Abundância do WIMP	p. 34
3.4.1	Abundância para $M_N \geq 50$ GeV	p. 36
3.4.2	Abundância para $M_N \leq 50$ GeV	p. 41
3.5	Detecção Direta	p. 42
3.5.1	Detecção Direta para $M_N \geq 50$ GeV	p. 43
3.5.2	Observação de WIMPs pelos experimentos DAMA, CDMS-II e Co- GeNT	p. 47
3.6	Conclusões	p. 50
4	Detecção Direta e Indireta de Matéria Escura no 3-3-1LHN	p. 52
4.1	Motivação	p. 52
4.2	O Modelo 3-3-1LHN	p. 53
4.2.1	Motivação do 3-3-1	p. 53
4.2.2	Conteúdo Fermiônico	p. 56
4.2.3	Setor Escalar	p. 57
4.2.4	WIMPs do Modelo	p. 64
4.3	Abundância dos WIMPs	p. 64
4.3.1	Detecção Direta	p. 70

4.4	Detecção Indireta	p. 79
4.5	Conexão com o Higgs	p. 82
4.6	Conclusões	p. 85
4.7	Lagura Invisível $H \rightarrow WIMP + WIMP$	p. 87
5	A Produção Não Térmica de Matéria Escura Pode se Comportar Como Um Neutrino Extra no Início do Universo	p. 89
5.1	Motivação	p. 89
5.2	Dados Observacionais	p. 90
5.3	Modelo e Resultados	p. 91
5.4	Vínculos	p. 96
5.4.1	Formação de Estruturas	p. 96
5.4.2	Big Bang Nucleossíntese	p. 97
5.5	Conclusões	p. 100
6	Usando dados do Fermi-LAT para Víncular a Seção de Choque de Aniquilação de Matéria Escura no Centro da Galáxia	p. 101
6.1	Motivação	p. 101
6.2	Introdução	p. 102
6.3	Análise de Dados	p. 103
6.4	Aniquilação de Matéria Escura no Centro da Galáxia	p. 110
6.5	Limites sobre a Seção de Choque de Aniquilação	p. 111

6.6	Vínculos sobre a Linha de Raios Gama	p. 121
6.7	Comparando Nossos Resultados e Conclusões	p. 122
7	Conclusões Finais	p. 124
	Apêndice A – Detecção Direta e Indireta de Matéria Escura	p. 126
A.1	Detecção Direta de Matéria Escura	p. 126
A.1.1	Espalhamento Matéria Escura-Núcleo	p. 130
A.1.2	Seção de Choque Spin-Independente	p. 132
A.1.3	Seção de Choque Spin-Dependente	p. 135
A.1.4	Comparando as Seções de Choque Spin-Independente e Spin-Dependente	p. 138
A.1.5	Fatores de Forma	p. 138
A.2	Distribuição de Velocidade da Matéria Escura	p. 143
A.2.1	O Movimento da Terra	p. 146
A.2.2	O Modelo Padrão de Distribuição de Velocidade	p. 147
A.3	Distribuição de Densidade da Matéria Escura	p. 150
A.3.1	Densidade local de Matéria Escura	p. 150
A.3.2	Modelos de Densidade da Matéria Escura	p. 152
A.4	Candidatos à Matéria Escura	p. 154
A.4.1	Buracos Negros	p. 155

A.4.2	Áxions	p. 156
A.4.3	Neutrinos do Modelo Padrão	p. 157
A.4.4	CHAMPS e SIMPS	p. 159
A.4.5	WIMPs	p. 163
A.5	Detecção Indireta de Matéria Escura	p. 166
A.5.1	Raios Gama	p. 168
A.6	Experimentos de Detecção Direta	p. 174
A.6.1	Métodos de detecção	p. 175
A.6.2	DAMA	p. 178
A.6.3	CDMS	p. 182
A.6.4	CoGeNT	p. 185
A.7	Comentários Finais	p. 189
Apêndice B – Vértices do 3-3-1LHN		p. 191
Apêndice C – Free-Streaming		p. 195
Apêndice D – Fator de Boost		p. 197
Bibliografia		p. 199

1 Lista de Parâmetros

Nesta seção exibiremos as definições e os valores de alguns parâmetros ou constantes usadas com bastante frequência durante a tese.

Constante de Hubble

$$H_0 = 100h \text{Kms}^{-1}/\text{Mpc}, \quad (1.1)$$

onde $h = 0.70 \pm 0.03$.

Densidade Crítica do Universo

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (1.2)$$

Abundâncias

- Bárions

$$\Omega_B = \rho_B/\rho_c. \quad (1.3)$$

- Matéria Escura

$$\Omega_{ME} = \rho_{ME}/\rho_c. \quad (1.4)$$

- Energia Escura

$$\Omega_{EE} = \rho_{EE}/\rho_c. \quad (1.5)$$

Bariômetro

$$\eta = n_b/n_\gamma, \quad (1.6)$$

onde n_b é o número de densidade de bárions e n_γ é o número de densidade de fótons.

Número efetivo de neutrinos

É o número de graus de liberdade de partículas relativísticas na época do desacoplamento da radiação cósmica de fundo representado por,

$$N_{eff}. \quad (1.7)$$

Escala de quebra espontânea de simetria do 3-3-1

É a escala em que a simetria $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$ é quebrada para $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, recuperando o Modelo Padrão e adicionando ao mesmo, cinco novos bósons de gauge e suas respectivas interações. Esta escala de quebra é representada por,

$$v_{\chi'}. \quad (1.8)$$

Seção de Choque de Aniquilação

Seção de choque de aniquilação é a seção de choque de aniquilação de entre duas partículas de matéria escura, vezes a velocidade relativa entre elas. A representaremos pela sigla,

$$\sigma v. \quad (1.9)$$

Seção de Choque de Espalhamento

Seção de choque de espalhamento trata do espalhamento de uma partícula de matéria escura com núcleos localizados nos experimentos subterrâneos como DAMA, CoGeNT, CDMS entre outros. Esta seção de choque é usualmente normalizada pela massa do núcleo usado no experimento. Sendo assim, em vez de usar a seção de choque de espalhamento WIMP-Núcleo usaremos a seção de choque de espalhamento WIMP-nucleon. Durante esta tese, sempre que falarmos da seção de choque de espalhamento do WIMP estaremos nos referindo a seção de choque de espalhamento WIMP-nucleon. A representaremos pelas siglas,

$$\sigma_n \text{ ou } \sigma_p. \quad (1.10)$$

2 *Introdução*

Décadas atrás acreditávamos que o Universo era estático. A idade do universo era estimada em poucos bilhões de anos e pobre eram as medições a respeito dos parâmetros cosmológicos. Hoje sabemos que vivemos em um Universo em expansão acelerada, com bilhões de galáxias, que iniciaram seu processo de formação há mais de 10 bilhões de anos. Dispomos hoje de um modelo consistente, o chamado modelo padrão da cosmologia. Este modelo, nos permite entender a evolução do Universo desde as primeiras frações de segundo de seu nascimento até hoje, aproximadamente 14 bilhões de anos depois.

O desenvolvimento da cosmologia foi, sem dúvida, um dos trunfos científicos do final do século XX devido a um grande aumento no volume e precisão de dados dos parâmetros cosmológicos. Os experimentos tem ao longo do tempo nos conduzido a um maior e melhor entendimento dos aspectos da evolução do Universo, através de um modelo de Big-Bang quente, consequência da constatação de um universo em expansão acelerada e de um fundo de radiação cósmica. Este avanço experimental nos levou à construção do chamado Modelo Padrão Cosmológico. Da mesma forma os precisos testes que tem sido feitos em colisores de partículas vem comprovando cada vez mais o poder de predição do chamado Modelo Padrão das interações eletro-fracas (MP) assim como a necessidade de Física nova além do MP. Todo este avanço tecnológico tem aprofundado a relação áreas como Física de Partículas, Cosmologia, Astrofísica

e até mesmo Física Nuclear. A existência de matéria escura (ME) e de uma possível energia escura, a observação de oscilação dos neutrinos, o processo de formação de estrutura, inflação, bariogênese, leptogênese entre outros faz da astrofísica de partículas uma das mais intrigantes e prósperas áreas de estudo na física de fronteira.

Nosso foco nesse trabalho é abordar o problema da ME e fornecer possíveis explicações, sob o ponto de vista de física de partículas. Para tal, precisamos introduzir alguns conceitos importantes a fim de entender os resultados apresentados nesta tese. Iremos primeiro falar das principais evidências da existência de ME em nosso Universo.

2.1 Evidências de Matéria Escura

A existência de matéria escura (ME), matéria que não interage eletromagneticamente, ao menos de uma forma detectável, foi primeiramente proposta por Oort [1] e Zwicky [2] na década de 30, ao constatarem que os movimentos dos aglomerados de galáxias não podiam ser gerados apenas pela matéria visível, ou seja, havia uma grande quantidade de massa não visível. Assim supuseram que estas galáxias e aglomerados deviam estar ligados gravitacionalmente a outras galáxias ou a grandes nuvens de poeira de baixa luminosidade. Esta massa observada apenas por efeitos gravitacionais foi posteriormente chamada de ME.

Apesar desta evidência de ME ter sido observada na década de 30, sua existência começou a ser tratada mais seriamente pela comunidade acadêmica a partir da década de 70 (como veremos posteriormente), devido a melhora na precisão dos dados observacionais. Atualmente dispomos de diversas evidências da existência de ME provenientes de escalas menores como galáxias anãs até aglomerado de galáxias. Nesta seção, discutiremos as principais evidências na literatura, que tem estabelecido o problema da ME e tornado o mesmo um dos principais

problemas de física de fronteira, assim como a principal evidência experimental de física nova, além do Modelo Padrão (MP). Começaremos com um dos pilares da cosmologia moderna, que é a Nucleossíntese primordial.

2.1.1 Nucleossíntese

Discutiremos a teoria da Nucleossíntese primordial (BBN) com certo detalhe, pois além de ser um importante constituinte da teoria do Big Bang, utilizaremos os resultados mencionados no capítulo 5. Veremos nesta seção, que a BBN afirma que a matéria bariônica compõe cerca de 5% apenas da abundância total. Portanto indicando a existência de uma enorme quantidade de matéria não bariônica, que a interpretaremos como sendo ME.

A BBN possivelmente é o maior sucesso da conhecida teoria do Big Bang pois seus resultados teóricos foram confirmados por diversas observações. Ela prediz que a abundância dos elementos leves ($D, {}^3He, {}^4He, {}^7Li$) pode ser obtida através de um único parâmetro chamado bariômetro ($\eta = \frac{n_B}{n_\gamma}$) e afirma que os mesmos foram produzidos nos três primeiros minutos após o Big Bang.

As condições iniciais necessárias para a síntese de elementos leves foram obtidas no início do Universo a temperaturas maiores que 1 MeV. Nessa época o Universo era dominado por radiação e a densidade de energia era dada por [3],

$$\rho_{rad} = \frac{\pi^2}{30} \sum_i (g_{iBE} T^4 + \frac{7}{8} g_{iFD} T^4), \quad (2.1)$$

onde BE significa Bose-Einstein e FD Fermi-Dirac, T é a temperatura do Universo e g_{iBE} e g_{iFD} são os graus de liberdade de cada espécie.

Como a esta temperatura apenas os elétrons, pósitrons, neutrinos e anti-neutrinos e os fótons

eram relativísticos, encontramos,

$$\rho_{rad} = \frac{\pi^2}{30} \left(2 + \frac{7}{2} + \frac{7}{4} N_\nu \right) T^4, \quad (2.2)$$

onde N_ν é o número de neutrinos relativísticos. Nessas temperaturas ($T \gg 1$ MeV) as interações fracas importantes para a BBN estão em equilíbrio,

$$\begin{aligned} n + e^+ &\leftrightarrow p + \bar{\nu}_e, \\ n + \nu_e &\leftrightarrow p + e^-, \\ n &\leftrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Como essas reações estão em equilíbrio, o número de nêutrons e prótons é o mesmo, ou seja, ($\frac{N_n}{N_p} = 1$). Observe que tais processos estão diretamente relacionados ao desacoplamento dos neutrinos. Em outras palavras: Quando os neutrinos se desacoplam, os nêutrons não podem mais se converter em prótons¹.

Sabemos que esses processos permanecem em equilíbrio enquanto a taxa de reação (Γ) for menor que a taxa de expansão do universo (H). Portanto, o desacoplamento dos neutrinos ocorre quando $\Gamma = H$. Como $\Gamma = \sigma \nu n \sim G_F^2 T^5$ e $H \sim \frac{8\pi G}{3} \rho$, obtemos que os neutrinos desacoplaram a uma temperatura de 0.8 MeV.

Como a densidade de número de partículas é dado por,

$$N = \left(\frac{mT}{2\pi} \right)^{3/2} \exp^{-(m/T)}, \quad (2.4)$$

a uma temperatura de 0.8 MeV obtemos $N_n/N_p = \exp^{(\frac{\Delta m}{T})} \simeq 1/6$, onde $\Delta m = 1.2$ MeV é a diferença de massa nêutron-próton. Mas se levarmos em conta que há uma fração de nêutrons livres decaindo em prótons, essa razão seria de 1/7. Ou seja, no momento que as interações

¹O desacoplamento dos neutrinos refere-se ao momento que os neutrinos não interagem mais com as partículas do Modelo Padrão. Desta forma impedindo que o decaimento do neutron ocorra.

acima saem do equilíbrio, temos 7 vezes mais prótons que neutrões, e é nesse momento que a síntese de elementos começa, como veremos adiante.

O processo de formação de elementos leves se inicia com a formação do Deutério (D) através do processo, $p + n \rightarrow D + \gamma$. Devido ao grande número de fótons em relação ao número de nucleons $\eta^{-1} = n_\gamma/n_B \sim 10^{10}$ [4], a produção do Deutério é postergada.

Esse atraso deve-se ao apreciável número de fótons localizados na calda da distribuição de energia, com energia maior que a energia de ligação do Deutério (2.2 MeV) apesar da temperatura do Universo ser menor que a energia de ligação do Deutério.

Para determinar o atraso na produção do Deutério basta-nos comparar as taxas de produção e destruição do Deutério (D), dadas respectivamente por,

$$\begin{aligned}\Gamma_p &\approx n_B \sigma v, \\ \Gamma_d &\approx n_\gamma \sigma v e^{-E_B/T}.\end{aligned}\tag{2.5}$$

Quando a quantidade $\eta^{-1} \exp(-E_B/T) \sim 1$, a taxa de destruição do Deutério ($D + \gamma \rightarrow p + n$) torna-se menor que a taxa de produção. Isto ocorre a uma temperatura de 0.1 MeV. Em suma, a produção efetiva do Deutério ocorrerá apenas quando a temperatura do Universo for 0.1 MeV.

Vamos tratar agora da produção do ${}^4\text{He}$. Por ser o elemento mais estável formado durante a BBN, o ${}^4\text{He}$ é o elemento mais abundante (o Hidrogênio que é formado anteriormente a BBN constitui aproximadamente 75% da abundância total dos bárions).

Podemos obter uma estimativa da abundância do ${}^4\text{He}$ a partir de um simples argumento. Como o ${}^4\text{He}$ é formado a partir de dois Deutérios, ou seja, $D + D \mapsto {}^4\text{He}$, e por ${}^4\text{He}$ ser o elemento mais estável produzido na BBN, podemos supor que, grosseiramente, todos os nêutrons acabam formando ${}^4\text{He}$.

A partir disso concluímos que $N_{4He} = 2N_n$. Assim a fração de massa total que é convertida na formação de 4He é dada por:

$$Y_p = \frac{2N_n}{N_n + N_p} = \frac{2(N_n/N_p)}{(1 + (N_n/N_p))} \approx 0.22, \quad (2.6)$$

onde usamos o fato que $\frac{N_n}{N_p} \sim 1/7$. Assim concluímos a partir da Eq.(2.6) que aproximadamente 22% da abundância total de bárions está na forma de 4He e que sua abundância é sensível à razão $\frac{N_n}{N_p}$. Desta forma, somados, o Hidrogênio e Hélio compõem aproximadamente 97% da abundância total dos bárions.

Argumentos semelhantes nos conduziram aos seguintes resultados:

$$Y_{3He,D} \approx 10^{-5}, \quad (2.7)$$

$$Y_{7Li} \approx 10^{-10}. \quad (2.8)$$

Na Fig.(2.1) as curvas indicam os valores preditos pela BBN. A linha vertical vermelha representa o valor do parâmetro bariônico (η) medido pelo satélite WMAP. Veja que o valor de η observado pelo WMAP fixa as abundâncias dos elementos leves exatamente nos valores preditos pela BBN dados nas Eqs.(2.6)-(2.8).

Em adição à abundância primordial produzida durante a BBN, alguns elementos leves são produzidos ou consumidos em estrelas e é sobre esta mudança na abundância que iremos discutir a partir de agora.

O 4He por exemplo é também produzido em estrelas juntamente com elementos mais pesados. A abundância de Hélio possui uma relação linear com a quantidade de metais nesses sistemas, determinada pela metalicidade. Metalicidade é a grandeza que nos informa qual a

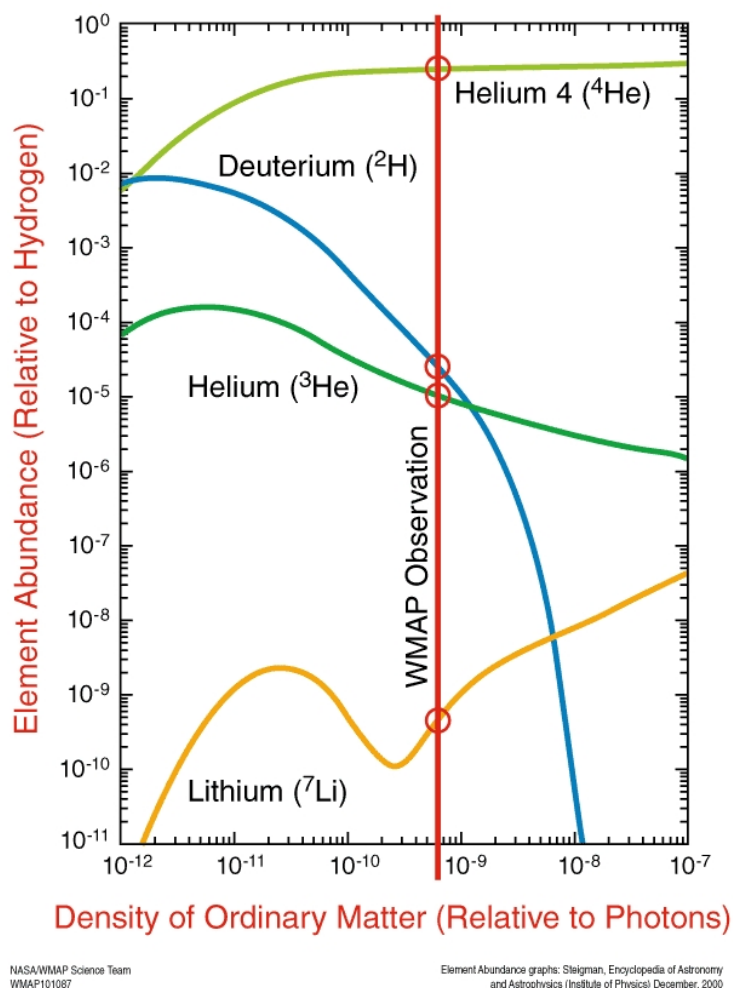


Figura 2.1: Abundâncias dos elementos leves em função do parâmetro conhecido como bariômetro $\eta = n_b/n_\gamma$ variando entre 10^{-12} e 10^{-7} . Figura retirada de [5].

abundância relativa dos elementos químicos diferentes de Hidrogênio e Hélio [4].

Como estrelas compõem a maior porção de matéria visível do Universo e são compostas, principalmente, de Hidrogênio e Hélio, astrônomos usam a terminologia metal, para se referir a todos os outros elementos químicos diferentes de Hidrogênio e Hélio, apesar de muitos destes, conforme a tabela periódica, não serem metais. Por exemplo uma Nebulosa rica em Carbono, Nitrogênio e Oxigênio é dita ser rica em metal apesar de nenhum desses três elementos serem metais.

Isto está intimamente relacionado com a nucleossíntese no seguinte sentido: A metalicidade de um objeto astrofísico é um indicador de sua idade. Assim a abundância de Hélio é

inversamente proporcional a metalicidade de determinadas regiões e objetos astrofísicos. Após a análise de diversas regiões do Universo e uma extrapolação achou-se que [4],

$$Y_{4He} = Y_p = 0.238 \pm 0.002 \text{ (estatístico)} \pm 0.005 \text{ (sistemático)}. \quad (2.9)$$

Um fato importante sobre a abundância do 4He é que por se tratar do elemento mais abundante produzido na BBN, correspondendo a 22% da abundância total dos bárions (Hidrogênio é de 75%), se algum tipo de reação não padrão ocorrer durante o processo de formação do 4He , alterando sua abundância, automaticamente estaremos alterando drasticamente a abundância dos outros elementos.

Por exemplo, se fótons bastante energéticos forem produzidos de alguma forma durante a BBN e acabarem destruindo ou produzindo 4He , as abundâncias dos outros elementos como 7Li e D serão bastante aumentadas ou reduzidas a zero, entrando em contradição com as observações. Este fato será explorado no capítulo 5.

As observações da abundância do 7Li vêm de medidas da atmosfera primitiva de estrelas (população II) no halo estelar de nossa galáxia. Destas observações concluiu-se que abundância do 7Li é pequena e constante para estrelas de baixa metalicidade.

Diferentes métodos para determinar a abundância do Lítio encontraram resultados bastante diferentes. Como existem várias incertezas inerentes à essas medições, comumente expressamos a abundância do Lítio em termos dos valores mínimos e máximos observados como na Eq.2.10 [4],

$$9.0 \times 10^{-11} < \frac{^7Li}{H} < 2.8 \times 10^{-10}. \quad (2.10)$$

Quanto ao Deutério, não se observa fontes astrofísicas produtoras de Deutério. Por esta razão sua abundância total é igual à abundância primordial. Consequentemente sua abundância está

diretamente relacionada apenas ao bariômetro η .

O Deutério tem sua abundância medida através o desvio das linhas de absorção do Hidrogênio, indicando que,

$$\frac{D}{H_p} = (2.9 \pm 0.3) \times 10^{-5}, \quad (2.11)$$

em acordo com as predições da BBN conforme Fig.(2.1). Em suma, combinando as predições da BBN com as abundâncias inferidas através das observações anteriormente mencionadas concluimos que,

$$\eta = (6 \pm 0.5) \times 10^{-10}, \quad (2.12)$$

e,

$$0.018 < \Omega_B h^2 < 0.023, \quad (2.13)$$

onde Ω_B é abundância de bárions do Universo com o valor central de $\Omega_B h^2 \simeq 0.02$, e o fator h que aparece na Eq.2.13 é o fator de normalização do parâmetro de Hubble (H).

O valor de Ω_B não é bastante sensível ao parâmetro bariônico η , pois para $10^{-10} < \eta < 10^{-8}$ a abundância dos bárions praticamente não muda conforme visto na Fig.(2.1). Isso era de se esperar uma vez que as abundâncias de ${}^4\text{He}$ e H que compõem 97% da abundância total dos bárions são independente de η .

Portanto, concluimos duas coisas: Primeiro, a abundância de bárions é pequena comparada à abundância total ($\Omega_{total} = 1$). Segundo, um Universo que tem ME como sua componente dominante de matéria com sua abundância dada por $\Omega_{ME} = 0.23$, tal ME é essencialmente não bariônica dada a diferença entre as abundâncias de bárions e ME ($\Omega_{ME} \sim 5\Omega_b$).

Ao contrário da BBN que é capaz de inferir apenas a abundância de bárions, há uma forma de inferir a abundância total de matéria em diferentes escalaas cosmológicas. Este método é

baseado na razão massa-luminosidade, conforme veremos a seguir.

2.1.2 Razão Massa/Luminosidade

Vamos começar esta seção definindo algumas grandezas e conceitos importantes para o entendimento das nossas conclusões. Primeiro, dado o número de galáxias com luminosidade total observada (L), podemos obter a densidade média de Luminosidade de galáxias, que é estimada ser igual a [3],

$$\mathcal{L} = (2.0 \pm 0.2) \times 10^8 h L_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}, \quad (2.14)$$

onde $L_{\odot} = 3.8 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ é a luminosidade solar, com $h = 0.70 \pm 0.03$.

Definiremos a razão massa-luminosidade como sendo $M/L = \rho/\mathcal{L}$. Com isto obtemos,

$$\left(\frac{M}{L}\right)_c = \frac{\rho_c}{\mathcal{L}} = 1390 h M_{\odot}/L_{\odot}, \quad (2.15)$$

onde $\rho_c = 2.8 \times 10^{11} h^2 M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$ e $M_{\odot}$ é a massa do Sol.

Desta forma a abundância de matéria (Ω_m) pode ser derivada a partir de medidas astrofísicas da razão massa/luminosidade (M/L) para vários objetos astrofísicos via,

$$\Omega_m = \frac{\rho}{\rho_c} = \frac{M/L}{(M/L)_c}. \quad (2.16)$$

A razão massa-luminosidade entretanto depende fortemente da escala (distância) em que são determinadas. Na vizinhança do sistema solar $M/L = (2 \pm 1)M_{\odot}/L_{\odot}$, implicando que $\Omega_m \sim 10^{-3}$. Em escalas de galáxias e pequenos grupos de galáxias $M/L = (60 - 180)M_{\odot}/L_{\odot}$ produzindo $\Omega_m \sim 0.1$. Já em escalas de aglomerados de galáxias $M/L = (200 - 500)M_{\odot}/L_{\odot}$ indicando $\Omega_m \sim 0.3$.

Portanto, tanto em escalas de galáxias quanto em aglomerados de galáxias a presença de

ME é evidente, sendo mais fortemente presente em escalas de aglomerados conforme vimos acima ².

Em resumo, se aliarmos essas medições de Ω_m em escalas de galáxias e aglomerados de galáxias com a predição da BBN que $\Omega_b = 0.02$, concluimos novamente que a ME, além de ser a matéria dominante no Universo, é predominantemente não bariônica. Vale ressaltar que essas medições são independentes e vem de diferentes escalas.

2.1.3 Lentes Gravitacionais

A teoria geral da relatividade prediz que um corpo massivo curva o espaço-tempo e que, conseqüentemente, pode atuar como uma lente. Este efeito pode ser usado para inferir a quantidade de massa total de um objeto através de efeitos de lentes gravitacionais.

Atualmente, este método é uma das principais práticas usadas para inferir a quantidade de ME em galáxias e aglomerados de galáxias, pois como podemos inferir a massa total que curva o espaço-tempo entre a fonte e observador, e somos capazes de muitas vezes de inferir a massa decorrente da matéria luminosa podemos obter encontrar a abundância de ME nesses objetos.

Um fenômeno bastante conhecido ocorre quando o objeto observado está perfeitamente alinhado com o centro da lente gravitacional e o observador. A imagem observada é um anel em torno do centro de massa da lente conhecido como anel de Einstein [4]-[6].

De forma geral as variáveis distância fonte-lente, lente-observador e a forma do potencial gravitacional do objeto lente, podem causar diferentes distorções e efeitos criando uma classificação para as lentes. Lentes fortes são aquelas capazes de gerar múltiplas imagens da fonte e distorções tais como os anéis de Einstein, enquanto as fracas, apenas pequenas

²Em escalas estelares a presença de ME é desprezível pois a matéria bariônica é dominante.

distorções.

A Fig.(2.2) ilustra o efeito de lente gravitacional (à esquerda) e o efeito causado por uma lente forte (à direita).

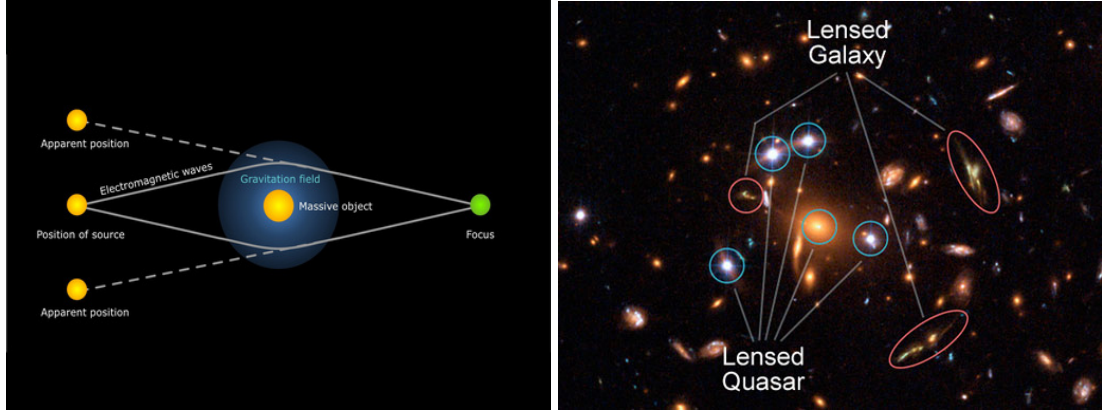


Figura 2.2: Na figura à esquerda observamos claramente o efeito de lente gravitacional causado por uma galáxia alinhada com a fonte e observador [7]. Na figura à direita vemos a aparição de múltiplas imagens características de uma lente forte [8].

O Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [9], usando lentes fracas, revelou ,através da análise da distribuição de milhões de galáxias que cercam a Via Láctea, que a massa total das mesmas seria de $1.4 \times 10^{12} M_{\odot}$, enquanto a massa total referente à matéria luminosa seria de $6 \times 10^{10} M_{\odot}$ [10].

A partir disso constatamos que uma enorme quantidade de ME está presente em escalas de aglomerados de galáxias. O resultado desta observação está apresentado na Fig.(2.3).

Na Fig.(2.3) exibimos a densidade total de matéria inferida pelo SDSS (Sloan Digital Sky Survey) em função da variável σ_8 (normalização do espectro de potência que descreve a não aglomeração em escalas de $8h^{-1} \text{ Mpc}$) ³ [10]. Este resultado está em completo acordo com observações independentes baseadas em emissão de ondas de radio de gases atômicos, que afirmam que apenas 10% dos bárions estão em galáxias (o resto compõe estrelas [10]).

³ A quantidade de matéria aglomerada em diferentes escalas é parametrizada em termos da função de correlação entre dois pontos. Individualmente a quantidade de matéria aglomerada num redshift $z = 0.3$ é parametrizada em termos do parâmetro σ_8 .

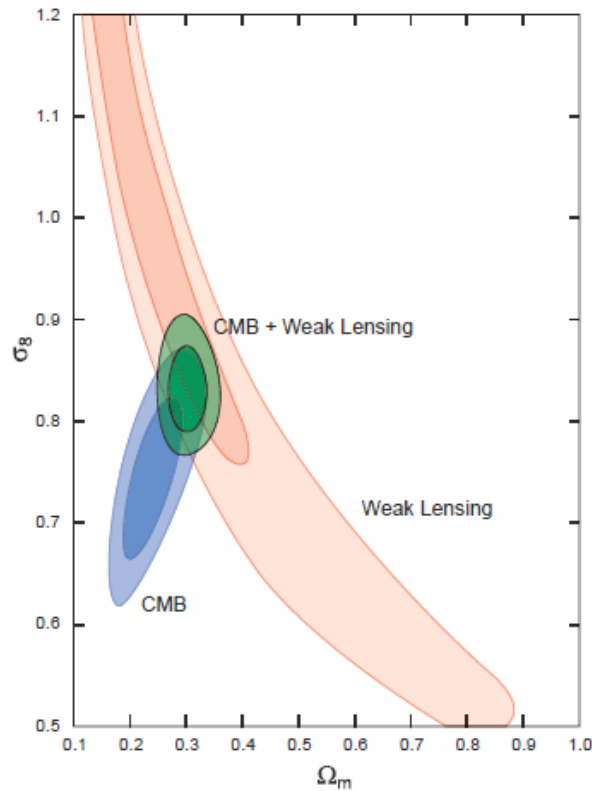


Figura 2.3: Limites sobre a abundância de matéria em função de σ_8 . Os dois contornos da Radiação Cósmica de Fundo (CMB) foram obtidos com 68% e 95% de nível de confiança. A região verde delimita a região de melhor ajuste aos dados combinados CMB+lentes gravitacionais.

A partir da Fig.(2.3), concluímos que lentes gravitacionais não são capazes de inferir Ω_m precisamente. Entretanto, quando combinamos com os dados da CMB concluímos que $\Omega_m \simeq 0.3$. Da BBN sabemos que $\Omega_b = 0.02$, então, através da diferença entre Ω_m e Ω_b constatamos que existe uma quantidade dominante de matéria não visível, não bariônica e dominante em escalas de galáxias e aglomerados de galáxias.

2.1.4 Curvas de Rotação de galáxias

Na década de 70, Ford e Rubin descobriram que as curvas de rotação de galáxias eram planas ou crescentes, ou seja, as velocidades de rotação nas regiões fora da região visível das galáxias eram constantes ou crescentes [11]. Isto significa que objetos orbitando em torno do

centro das galáxias fora da região visível, possuem uma velocidade que permanece constante com a distância (em relação ao centro) em vez de diminuir, como esperaríamos a partir da mecânica Newtoniana.

Resultados similares foram observados para todas galáxias observadas inclusive a nossa Via Láctea [12]. A explicação proposta foi que tais galáxias continham uma grande quantidade de matéria invisível que residia em volta das galáxias. Esta matéria forneceria uma maior força centrípeta aos objetos em órbita de forma a explicar as observações. Esta distribuição de ME em volta das galáxias é comumente chamada na literatura de halo de ME.

Abaixo veremos uma rápida e simples explicação de como essa abundância de ME pode ser inferida através dessas observações. De acordo com a segunda Lei de Newton, a velocidade de rotação (v) de um objeto em órbita estável, a um raio r distante do centro da galáxia, pode ser derivada igualando a força centrípeta à força de atração gravitacional conforme a seguir,

$$\frac{mv_r^2}{r} = \frac{G M(r) m}{r^2}, \quad (2.17)$$

onde $M(r)$ é a massa dentro da esfera que tem como raio a distância do centro da galáxia ao objeto em rotação.

Observe que estamos supondo uma distribuição esférica e uniforme de matéria. Assim,

$$M(r) = \frac{4\pi r^3 \rho}{3}, \quad (2.18)$$

onde ρ é a densidade de matéria da galáxia.

Substituindo as Eq.(2.18) em Eq.(2.17) encontramos,

$$v_r \propto r. \quad (2.19)$$

Veja na Fig.(2.4), que mostra a curva de rotação da galáxia M33 de raio $r \simeq 2$ Kpc, que esse comportamento linear com a velocidade concorda exatamente com as observações. Entretanto para um objeto fora da região visível, ou seja, distante das estrelas e gases onde teoricamente nenhuma massa significativa estaria presente, de forma que $M(r) \rightarrow M = \text{constante}$, encontraríamos,

$$v \propto \frac{1}{r^{1/2}}. \quad (2.20)$$

Este resultado está em total contradição com as observações na Fig.(2.4). Desta figura, vemos claramente que a velocidade varia aproximadamente com $r^{1/2}$. Para que possamos reproduzir a Fig.(2.4) necessitamos que $M \propto r^2$ com $\rho \propto \frac{1}{r}$.

Muitas galáxias espirais apresentam um comportamento do tipo $v \propto r$ mesmo para a região fora do visível. De forma a reproduzir tais curvas de rotação inferimos que,

$$M \propto r^3, \quad (2.21)$$

com ρ sendo constante para uma distribuição esférica de ME.

Este último caso é conhecido como o modelo isotérmico, onde a ME possui uma distribuição esférica e isotérmica. Mesmo que não tivéssemos suposto uma distribuição esférica de ME concluiríamos que existe um halo de ME, que cerca tais galáxias conforme ilustrado na Fig.(2.5). Uma discussão mais completa sobre a distribuição de ME será dada no Apêndice A.3. Além

das curvas de rotação de galáxias que são da década de 70, existem evidências bem mais recentes, que trata da colisão entre aglomerados de galáxias.

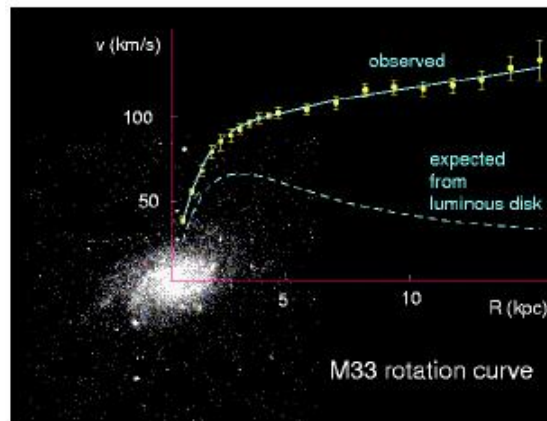


Figura 2.4: Curva de rotação observada da galáxia espiral M33. Retirada de [13].

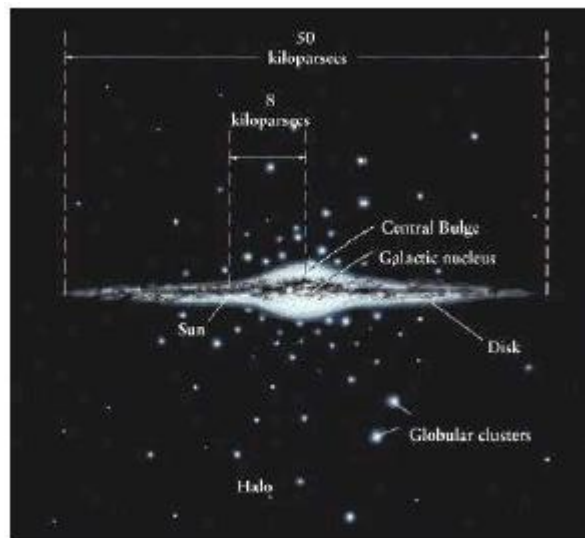


Figura 2.5: Halo da nossa galáxia Via Láctea. Na figura estão exibidos a posição do Sol na via láctea (~ 8 Kpc do centro da galáxia).

2.1.5 Aglomerado da Bala e Seus Primos

Aqui discutiremos evidências bastante recentes da existência de ME e como as mesmas fornecem informações preciosas sobre este tipo de matéria. O observatório Chandra X-ray observou um evento conhecido como aglomerado da bala, que se trata da colisão de dois aglomerados de galáxias.

O fato mais importante de todo este evento é que um estudo de lentes gravitacionais combinado a observações de raios-X à respeito do aglomerado da Bala afirmam a descoberta de

ME, e que com uma confiança de 8σ descarta a possibilidade de uma modificação da gravidade Newtoniana explicar tal evento [14].

Vamos neste momento mencionar com um pouco mais de detalhe este evento para que possamos entender como esta observação pode ser considerada uma enorme evidência de ME.

As principais componentes desses aglomerados de galáxias são os gases, estrelas e ME. Estas três componentes se comportam de forma completamente diferente, portanto, devem ser tratadas separadamente.

As estrelas das galáxias, que emitem luz visível, não foram afetadas durante a colisão, e simplesmente passaram umas pelas outras apenas mais lentamente devido à atração gravitacional. Os gases, que são compostos principalmente de Hidrogênio e Hélio compõem a maior quantidade de massa visível de um aglomerado de galáxias, interagem eletromagneticamente emitindo raios-X. Assim, os raios-X nos informam a localização dos gases (região rosa) à esquerda na Fig.(2.6).

A terceira componente, a ME, composta por partículas fracamente interagentes, simplesmente atravessa o outro aglomerado. Sua localização pode ser inferida por meio de lentes gravitacionais, que determina a posição do centro de massa conforme pode ser visto na foto do meio na Fig.(2.6).

Em suma, na Fig.(2.6) à esquerda exibimos a emissão em raios-X observada pelo Chandra (em rosa), enquanto na imagem do meio vemos a localização do centro de massa por meio de lentes gravitacionais e por último (à direita) a combinação das duas.

Nesta imagem à direita podemos observar que o centro gravitacional está deslocado dos gases quentes observados via a emissão de raios x. Portanto, o aglomerado da bala nos ensina

que o centro de massa está bastante distante da localização dos bárions e que a ME, além de compor a maior componente de matéria nestes aglomerados, é de fato fracamente interagente.

Mais ainda, esta observação exclui teorias sem ME conhecidas como Dinâmica Newtoniana Modificada (MOND), que predizem que o centro de massa estaria associado aos bárions, em total contradição com a observação do Chandra [15]. É importante mencionar que exis-

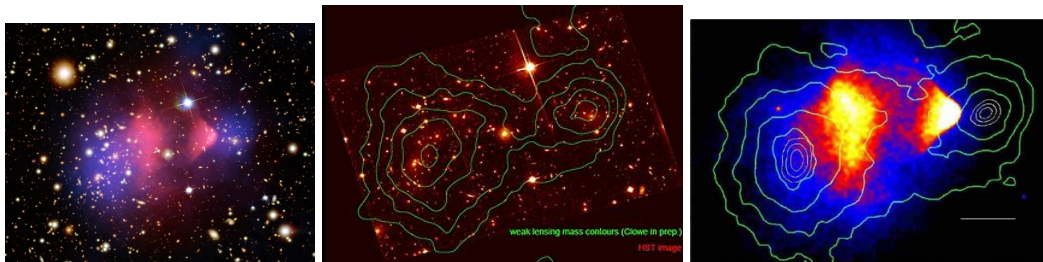


Figura 2.6: Observação do aglomerado da bala pelo Chandra. À esquerda (em rosa) a localização dos bárions via raios-X. No meio a localização do centro de massa por meio de lentes gravitacionais. À direita a junção de ambas, demonstrando a defasagem entre o centro de massa e localização dos gases quentes em amarelo. Figura disponível no endereço: <http://www.physics.monash.edu.au/assets/images/bullet-cluster-square.jpg>.

tem observações recentes similares ao aglomerado da Bala conhecidas como MACS J0025.4-1222 [16] e Pandora [17], que similarmente ao aglomerado da Bala fornecem uma fortíssima evidência de ME.

2.1.6 Radiação Cósmica de Fundo

A Radiação Cósmica de Fundo (CMBR) é um sinal na faixa de micro-ondas do espectro eletromagnético (invisível a olho nu) que banha nosso Universo isotropicamente, e com um espectro de radiação de corpo negro a uma temperatura de $T_0 = 2.725K$.

Uma vez que nosso Universo está em expansão, observar objetos distantes é o mesmo que olhar para o passado. Astrônomos, utilizando o telescópio Hubble, podem apenas observar galáxias a um *redshift* da ordem de $z \cong 5$, enquanto a CMB foi formada a um *redshift* de $z = 1100$ ($T \sim 3000K$), época muito anterior à formação de galáxias. Assim, estudando as propriedades

físicas da CMB, podemos extrair informações preciosas do Universo primordial.

Hoje sabemos que essa radiação não é perfeitamente isotrópica e possui pequenas anisotropias da ordem de 10^{-5}K , que possuem informações preciosas sobre a distribuição de matéria do Universo, quando a mesma foi produzida.

De acordo com a teoria do Big Bang, o espectro da CMB deveria ser do tipo corpo negro, como pode ser visto nas referências [18]-[19]. A derivação desse resultado está muito além do foco desta tese e portanto recomendamos o leitor a consultar as referências acima mencionadas, para maior detalhes.

O fato importante é que o chamado espectro de potência da CMB, que exhibe as flutuações de temperatura (ΔT) no céu em função do ângulo observado (θ) depende fortemente da abundância de ME no Universo.

Veremos adiante, de forma clara, como inferimos a abundância de ME analisando o espectro de potência da radiação cósmica de fundo.

Observe, na Fig.(2.7), a diferença entre o espectro de potência observado e o predito pelo modelo do Big Bang quando supomos um Universo dominado por ME com as seguintes abundâncias: $\Omega_b = 5\%$ (bárions), $\Omega_{ME} = 74\%$ (matéria escura) e $\Omega_{EE} = 22\%$ (energia escura). Note que o espectro observado é completamente diferente do predito teoricamente (em verde). Agora observe o perfeito acordo na Fig.(2.8) quando usamos $\Omega_b \simeq 5\%$, $\Omega_{ME} \simeq 22\%$ e $\Omega_{EE} \simeq 74\%$. Ou seja, a abundância de ME é inferida quando tentamos reproduzir a curva observada da CMB. Em suma, a radiação cósmica de fundo além de exigir a presença de ME no nosso Universo, requer que a mesma componha 22% da abundância total. Portanto, similarmente as evidências anteriores, a CMB afirma que a ME é a componente de matéria mais abundante do Universo

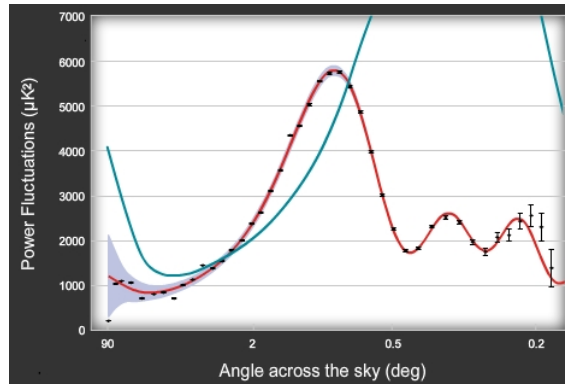


Figura 2.7: A curva vermelha é o espectro de potência da CMB observado. A curva em verde é espectro de potência da CMB para um universo com $\Omega_b \simeq 5\%$, $\Omega_{ME} \simeq 0\%$ e $\Omega_{EE} \simeq 95\%$.

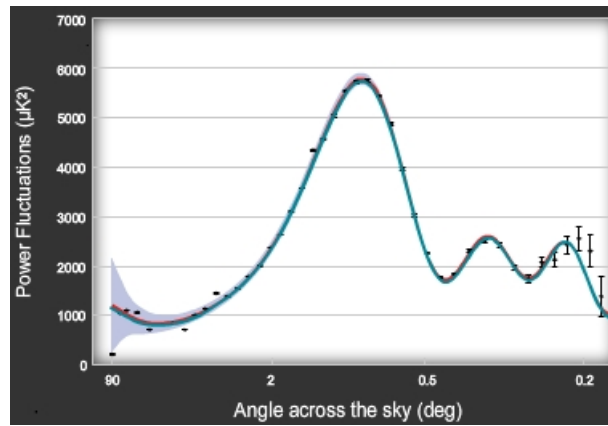


Figura 2.8: A curva vermelha é o espectro de potência da CMB observado. A curva verde é espectro de potência da CMB para um Universo com $\Omega_b \simeq 5\%$, $\Omega_{ME} \simeq 22\%$ e $\Omega_{EE} \simeq 74\%$.

com,

$$\Omega_{EE}h^2 \simeq 0.376, \quad (2.22)$$

$$\Omega_b h^2 \simeq 0.02253, \quad (2.23)$$

$$\Omega_{ME}h^2 \simeq 0.1103. \quad (2.24)$$

Até o momento vimos que a ME é a componente mais abundante de matéria do Universo.

Veremos adiante esta matéria desempenha um papel fundamental no processo de formação de estruturas.

2.1.7 Formação de Estruturas

O processo de formação de estruturas refere-se a uma questão chave na área de cosmologia de partículas, devido à seguinte pergunta: Como aproximadamente 13.5 bilhões de anos depois do Big Bang o Universo, que é exatamente homogêneo e isotrópico, foi capaz de formar estruturas como galáxias e aglomerados de galáxias?

O processo de formação de estruturas tenta responder essa questão e é nesse processo que a presença de ME torna-se indispensável. Para entender a razão pela qual a presença de matéria é fundamental nesse processo vamos apresentar nossa discussão em ordem cronológica no tempo.

Primeiro, precisamos estar cientes que as diferenças de temperaturas medidas hoje refletem as diferenças de densidade de matéria no início do Universo. Mais precisamente, regiões um pouco mais densas aparecem um pouco mais quentes hoje na CMB. Portanto, as anisotropias no espectro de potência da CMB nos mostram que o Universo primordial não era exatamente homogêneo e isotrópico.

Como o Universo era dominado por radiação e era muito quente, as partículas possuíam um livre caminho médio (conhecido também como free-streaming) pequeno e estavam fortemente acopladas aos fótons. Assim qualquer acúmulo de matéria numa determinada região seria rapidamente diluído. Desta forma, as pequenas anisotropias não podiam ser amplificadas porque a matéria ordinária (ou seja, eletricamente carregada), estava fortemente acoplada aos fótons.

Nesse cenário as estruturas seriam formadas muito tardiamente, de tal forma que as estruturas como aglomerados de galáxias estariam sendo formadas apenas hoje, ou seja, um cenário totalmente descartado.

Entretanto, as partículas que compõem a ME, por serem fracamente interagentes e neutras,

não interagem com os fótons (em nível de árvore). Assim as partículas de ME se desacoplam muito anteriormente à matéria bariônica sendo capazes de se aglomerar e formar as estruturas observadas. Observe que não é qualquer tipo de ME que é capaz de formar as estruturas.

Esta matéria deve ser fracamente interagente e não relativística na época em que o processo de formação de estruturas acontece. Do contrário as partículas de ME teriam uma energia cinética grande o suficiente para escapar dos potenciais gravitacionais localizados em pequenas escalas.

Neste cenário, uma partícula de ME com grande energia cinética só iria se aglomerar em grandes escalas. Desta forma as estruturas seriam formadas num cenário conhecido como de cima para baixo (up-down), com aglomerados de galáxias sendo formados primeiramente e se desintegrando em galáxias e assim por diante.

Todavia, observamos que as galáxias parecem mais velhas que os aglomerados de galáxias (veja a seção 2.1.1, para entender como podemos inferir isto), sabemos que o processo de formação de estruturas ocorreu de forma hierárquica, com gases se aglomerando formando estrelas, posteriormente galáxias e por último aglomerados de galáxias via atração gravitacional. Consequentemente, o cenário em que as partículas de ME eram relativísticas na época da formação de estruturas está completamente descartado.

Em resumo: O processo de formação das estruturas exige a presença de ME fria (não relativística), por se desacoplar anteriormente à matéria bariônica de forma a amplificar as inhomogeneidades, se aglomerando e formando as primeiras estruturas [20].

Esta afirmação foi confirmada por várias simulações que supõem que a ME fria é a matéria dominante do Universo. Podemos observar na Fig.(2.9) que as simulações (em vermelho) obtêm um bom acordo com a distribuição de matéria observada por telescópios (em azul) em largas

escalas. Uma vez que a ME participa do processo de formação de estruturas, devemos ser

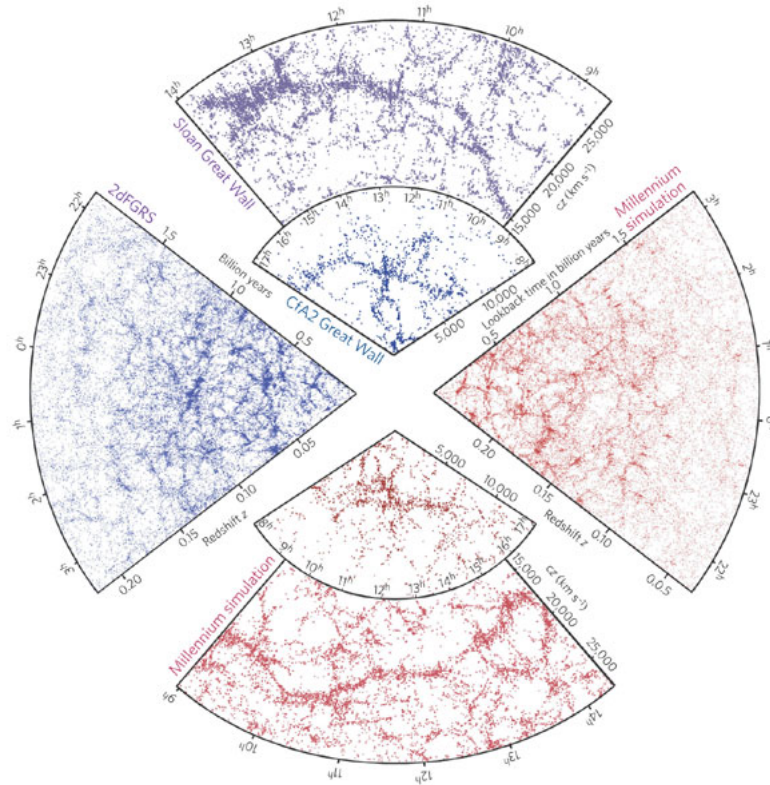


Figura 2.9: A distribuição de matéria de acordo com as observações (azul) comparada a distribuição de matéria obtida via simulações usando apenas ME fria (vermelho). Figura retirada de [21].

capazes de observar as partículas de ME distribuídas em galáxias e aglomerados de galáxias (em escalas estelares os bárions são dominantes). Partindo disto, discutiremos na seção a seguir como detectar essas partículas em experimentos terrestres.

Agora que discutimos as principais evidências da existência de ME, vamos discutir de forma bastante superficial os métodos de detecção direta e indireta da mesma.

2.2 Comentários sobre Detecção Direta e Indireta de Matéria Escura

Uma abordagem mais quantitativa do assunto, incluindo detalhes sobre os métodos de detecção direta e indireta e uma discussão sobre os principais candidatos à ME e os experi-

mentos está a disposição no Apêndice A. Aqui nos ateremos a passar a ideia do que trata tais métodos.

Antes disso, gostaríamos de esclarecer que durante toda esta tese suporemos que a ME do Universo é composta de WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles), ou seja partículas massivas que interagem fracamente. Esses são os candidatos mais populares à ME por diversas razões detalhadas no Apêndice A.4.5. Portanto, iremos constantemente comutar os termos ME e WIMPS como se fossem exatamente a mesma coisa.

Primeiro, ao falarmos de detecção direta de ME estaremos nos referindo ao espalhamento WIMP-Núcleo (veja Fig.(2.10)). Este método aborda a medição da energia depositada pelo WIMP no Núcleo. Medindo-se precisamente como essa energia é depositada no núcleo somos capazes de discriminar eventos de background causados por partículas carregadas como elétrons, múons, e alfa, daqueles provenientes de partículas tal como o nêutron. Assim, se soubermos com precisão a quantidade de decaimentos radiativos que acontecem no detector, qualquer evento em excesso ao background esperado é um possível espalhamento causado por WIMP.

Como foi dito acima, o que se mede é a energia. Mas os experimentos de detecção direta reportam seus resultados em termos da taxa de espalhamento WIMP-Núcleo. Essa taxa de espalhamento depende de vários fatores que são eles: seção de choque de espalhamento, distribuição de velocidade, fator de forma nuclear do núcleo e a massa do WIMP. Portanto, há informações tanto astrofísicas como nucleares que são fundamentais na hora de interpretar os dados provenientes dos experimentos de detecção direta como CDMS, XENON, DAMA, CoGeNT entre outros.

O que estes experimentos usualmente fazem é supor uma distribuição Maxelliana de velo-

cidade, com uma velocidade de escape infinita, e um fator de forma nuclear de Helm ⁴. Após isto, inserem estes fatores na taxa de espalhamento e fazem um ajuste nos parâmetros (seção de choque $\times$ massa), de forma a reproduzir a taxa de espalhamento medida.

Para o caso em que nenhum evento em excesso foi observado como ocorre na maioria das vezes, apenas um limite sobre a seção de choque e massa dos WIMPs é colocado. Nas vezes que um excesso é medido, utilizamos um método chamado de χ^2 (ou otro com propósito similar) para determinar qual o valor da seção de choque de espalhamento e massa que reproduz com o menor erro possível a taxa de espalhamento dos eventos em excesso. Na prática, terminamos com uma região no plano seção de choque $\times$ massa que explica os eventos como pode ser visto na Fig.A.27. Já o método de detecção indireta de ME se refere à observação dos produtos finais

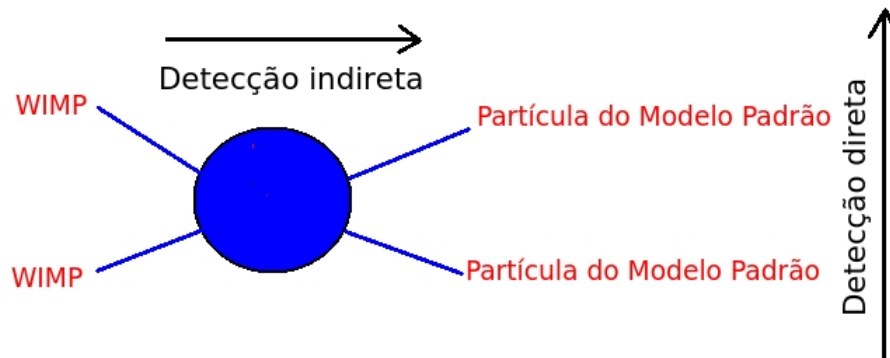


Figura 2.10: Espalhamento WIMP-Núcleo [22].

oriundos da aniquilação de partículas de ME (veja Fig.(2.10)). Estes produtos finais podem ser dos mais diversos. Assim, qualquer que seja o canal de observação (fótons, neutrinos, elétrons, anti-prótons etc.) esse fluxo de partículas do MP (Modelo Padrão) oriundo da aniquilação de ME vai aparecer como um excesso ao fluxo esperado proveniente de processos astrofísicos.

Na tabela 2.1, exibimos qual a relação entre o sinal observado e o produto final da aniquilação de ME para um WIMP de 200 GeV de massa. As partículas que compõem o sinal observado

⁴O fator de forma de Helm trata o núcleo como uma esfera rígida de raio R_1 e espessura s .

obedecem a ordem da fração de energia carregada pela partícula [23]. Por exemplo quando elétrons são produzidos no estado final, a partícula observada com mais energia é o elétron. No caso em que o produto final são taus a maior parte da energia inicial dos taus é convertida em neutrinos e assim por diante.

Por exemplo quando WIMPs se aniquilam em $b\bar{b}$, o sinal observado mais energético é em fótons e, em segundo lugar, em neutrinos. O mesmo ocorre quando glúons e quarks são o estado final decorrente da aniquilação de WIMPs e assim por diante. Agora que brevemente falamos

Estado final de aniquilação	Sinal observado
e	e, γ
μ	ν, e, γ
τ	ν, γ, e
γ	γ, ν, e
ν	ν, e, γ
b	γ, ν, e, p, D
c	γ, ν, e, p, D
t	γ, ν, e, p, D
glúons	γ, ν, e, p, D
W	ν, γ, e, p, D
Z	ν, γ, e, p, D

Tabela 2.1: Sinal observado da aniquilação de ME em função do estado final de aniquilação. Organizamos em ordem de energia carregada. Por exemplo quando quarks b são produzidos no estado final, a partícula observada com mais energia é o fóton. Ler texto para mais detalhes.

dos métodos de detecção direta e indireta de ME e das principais evidências da existência de ME, vamos apresentar os resultados originais desta tese que são baseados nos artigos publicados sobre os mesmos.

Por se tratar de uma tese, os resultados aqui apresentados foram discutidos com mais detalhes do que nos artigos de onde nos baseamos. Além disso, é válido salientar que o Apêndice A foi escrito com o propósito de explicar muitos detalhes que são deixados de lado na escrita dos artigos, mas que são fundamentais para o entendimento dos resultados aqui apresentados.

Os resultados estão distribuídos da seguinte forma:

No capítulo 2: Discutiremos uma extensão mínima do MP capaz de explicar os dados observacionais do CoGeNT, CDMS e DAMA.

No capítulo 3: Abordaremos o problema da ME no contexto de um modelo 3-3-1.

No capítulo 4: Investigaremos o papel da ME na nucleossíntese primordial e na Radiação Cósmica de Fundo (CMB).

No capítulo 5: Apresentaremos o resultado mais relevante desta tese, que trata da análise de dados do Satélite da Nasa, chamado Fermi-LAT, na busca por excessos de fótons provenientes da aniquilação de WIMPs.

No capítulo 6: Apresentamos nossas conclusões finais acerca dos resultados.

3 Um Modelo de Neutrino Estéril Motivado pelos Resultados do CoGeNT, DAMA e CDMS-II

3.1 Motivação

Como o Modelo Padrão (MP) não possui um candidato à matéria escura (ME), que constitui a principal componente de matéria do Universo, a ME juntamente com a física de neutrinos é a maior indicação de física nova além do MP.

Portanto, para que possamos explicar a existência de ME precisamos estender o MP. Uma questão simples surge diante disto: Qual a extensão mais simples que podemos construir capaz de explicar os resultados experimentais?

Com o propósito de responder a esta questão, iremos discutir a possibilidade da ME ser composta por neutrinos estéreis pesados (massas da ordem de GeV), na extensão mais simples possível do MP, capaz de explicar os recentes resultados dos experimentos CoGeNT, DAMA e CDMS-II. Este capítulo foi baseado trabalho desenvolvido em [24]. Começaremos apresentando o modelo.

3.2 O Modelo

O modelo consiste de uma pequena extensão do MP que inclui um neutrino de Majorana N_R , um escalar carregado $\eta^\pm$ e um escalar neutro σ , todos singletos sob a simetria de gauge do MP. Baseado nisto a Lagrangiana do modelo é dada por,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \supset \mathcal{L}_{Kin} - \lambda_1 (\overline{N_R^c} N_R \sigma + \overline{N_R} N_R^c \sigma^*) + \lambda_2 (\overline{N_R^c} e_R \eta^+ + \overline{e_R} N_R^c \eta^-) \\ - V'(\phi, \eta^\pm, \sigma), \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde $\mathcal{L}_{Kin}$ é a Lagrangiana que aglomera todos os termos cinéticos das partículas novas e fornece as interações entre os escalares $\eta^\pm$ e os bósons de gauge do MP, ϕ é o dubleto de Higgs do MP e N^c é o conjugado de carga do férmion singleto N .

Desta Lagrangiana constatamos a presença de escalares carregados ($\eta^\pm$) que carregam duas unidades de número leptônico (chamados biléptons), uma vez que estamos impondo que o número leptônico seja conservado.

Note que estamos tratando de um modelo não-realístico por levarmos em conta apenas uma família, mas os resultados relacionados à detecção direta não sofrerão nenhum impacto ao expandirmos o modelo para três famílias. Todavia, a abundância do nosso WIMP pode ser bastante alterada dependendo do regime de massa do WIMP que estivermos analisando. De qualquer forma essa abordagem serve como guia na construção de modelos capazes de explicar os eventos observados pelos experimentos.

Portanto, nosso modelo deve ser entendido como um modelo efetivo. Em particular, este modelo mínimo se assemelha com uma classe de modelos chamados 3-3-1 em baixas energias,

pois tais modelos possuem a assinatura de possuir em seu espectro partículas que carregam duas unidades de número leptônico e neutrinos pesados.

Estamos falando primeiramente desse modelo mínimo com o propósito de abordar o problema da ME em um modelo simples que nos permita familiarizar com as ideias e resultados referentes à busca por ME. Já no capítulo seguinte abordaremos o problema da ME em um modelo 3-3-1, que se trata de uma extensão de gauge, que possui uma vasta fenomenologia já explorada, sendo capaz de solucionar vários problemas de física de fronteira.

Voltando ao modelo mínimo, é importante ressaltar que, como o escalar neutro singleto possui hipercarga nula, o mesmo não se acoplará aos bósons de gauge do MP diretamente, mas como irá se misturar com o bóson de Higgs, ele possuirá interações com todos os férmions e bósons. Porém, essa mistura será suprimida de forma a satisfazer as medidas de precisão do MP (Modelo Padrão).

Agora que escalarecemos algumas características desse modelo podemos exibir o potencial escalar do modelo $V'(\phi, \eta^\pm, \sigma)$, presente na Lagrangiana Eq.(3.1), na Eq.(3.2) a seguir,

$$V(\phi, \eta^\pm, \sigma) = V'(\phi, \eta^\pm, \sigma) + V_{SM}, \quad (3.2)$$

onde V_{SM} é o potencial escalar de Higgs. Assim,

$$\begin{aligned} V(\phi, \eta^\pm, \sigma) = & m_\phi^2 \phi^\dagger \phi + m_\sigma^2 \sigma^* \sigma + \mu_\eta^2 \eta^+ \eta^- + \lambda_\phi (\phi^\dagger \phi)^2 + \lambda_\sigma (\sigma^* \sigma)^2 \\ & + \lambda_\eta (\eta^+ \eta^-)^2 + \lambda_3 (\phi^\dagger \phi) (\eta^+ \eta^-) + \lambda_4 \eta^+ \eta^- \sigma^* \sigma + \lambda_5 \phi^\dagger \phi \sigma^* \sigma \end{aligned} \quad (3.3)$$

onde ϕ é o dubleto de escalar do MP.

Note que a Lagrangiana na Eq.(3.1) permite a presença de novos termos que levariam ao decaimento do neutrino pesado como: $\bar{L} \tilde{\phi} N_R + h.c.$ onde $L \equiv (v_{eL}, e_L)^T$, com $\tilde{\phi} \equiv i\sigma_2 \phi^*$.

De forma a evitar tal termo, invocaremos a existência de uma simetria discreta Z_2 que implica em,

$$(N_R, \eta^+) \rightarrow (-N_R, -\eta^+), \quad (3.4)$$

comumente usada em extensões mínimas do MP para garantir a estabilidade do N.

Esta simetria implica que todas as partículas restantes são pares com relação a mesma. Consequentemente, podemos fazer este neutrino tão leve quanto queiramos. Aliada ao fato que o férmion N é um singleto neutro, concluímos que o neutrino pesado N não se acopla com os bósons de gauge do MP, livrando-nos assim de possíveis vínculos provenientes de medidas de precisão do MP.

Agora que introduzimos a Lagrangiana do modelo e esclareceremos alguns pontos importantes à respeito dessa extensão mínima do MP que estamos abordando nesse capítulo, seguiremos para a parte mais quantitativa do modelo que é a obtenção do espectro de massa.

3.3 Espectro de Massa do Modelo

3.3.1 Massa do WIMP

O WIMP ganhará massa pelo mecanismo de quebra espontânea de simetria do escalar neutro singleto σ . Após a quebra espontânea de simetria fazemos o deslocamento do campo em torno do vácuo v_σ conforme,

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\sigma + \sigma_R + i\sigma_I). \quad (3.5)$$

Substituindo a Eq.(3.5) na Eq.(3.1) encontramos a massa do nosso WIMP (neutrino de Majorana),

$$M_N = \lambda_1 v_\sigma \sqrt{2}. \quad (3.6)$$

É válido ressaltar que o vínculo do LEP com relação à largura invisível do Z, não se aplica ao nosso modelo, pois os neutrinos pesados não se acoplam com o Z. Por esta razão, podemos de fato, analisar o regime de massa da ordem de ~ 10 GeV, diferentemente do que ocorre com as massas dos escalares como veremos adiante.

3.3.2 Massa dos Escalares

A massa dos escalares são obtidas após a diagonalização da matriz de massa que mistura o Higgs e o escalar singlete σ na base (R_ϕ, R_σ) dada por,

$$M^2 = \begin{pmatrix} \lambda_\phi v_\phi^2 & \frac{\lambda_5}{2} v_\sigma v_\phi \\ \frac{\lambda_5}{2} v_\sigma v_\phi & \lambda_\sigma v_\sigma^2 \end{pmatrix}, \quad (3.7)$$

que foi obtida após aplicarmos as condições de mínimo do potencial a seguir,

$$\begin{aligned} \mu_\sigma^2 + \lambda_\sigma v_\sigma^2 + \frac{\lambda_5}{2} v_\phi^2 &= 0, \\ \mu_\phi^2 + \lambda_\phi v_\phi^2 + \frac{\lambda_5}{2} v_\sigma^2 &= 0. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Os pseudo-escalares do dubleto de Higgs desempenham o mesmo papel que no MP, que é fornecer a terceira componente da polarização dos bósons de gauge massivos W e Z, enquanto o pseudo-escalar do σ permanece no espectro sem nenhuma importância, como veremos a seguir.

Após a diagonalização da matriz de massa encontramos,

$$\begin{aligned} M_H^2 &= \lambda_\sigma v_\sigma^2 + \lambda_\phi v_\phi^2 - \sqrt{\lambda_\sigma^2 v_\sigma^4 + \lambda_5^2 v_\phi^2 v_\sigma^2 - 2\lambda_\sigma \lambda_\phi v_\phi^2 v_\sigma^2 + \lambda_\phi^2 v_\phi^4}, \\ M_S^2 &= \lambda_\sigma v_\sigma^2 + \lambda_\phi v_\phi^2 + \sqrt{\lambda_\sigma^2 v_\sigma^4 + \lambda_5^2 v_\phi^2 v_\sigma^2 - 2\lambda_\sigma \lambda_\phi v_\phi^2 v_\sigma^2 + \lambda_\phi^2 v_\phi^4}, \end{aligned} \quad (3.9)$$

com,

$$\begin{aligned} H &= \frac{1}{1 + \left(\frac{\lambda_5 v_\phi}{2\lambda_\sigma v_\sigma}\right)^2} \left(R_\phi - \frac{\lambda_5 v_\phi}{2\lambda_\sigma v_\sigma} R_\sigma \right), \\ S &= -\frac{1}{1 + \left(\frac{\lambda_5 v_\phi}{2\lambda_\sigma v_\sigma}\right)^2} \left(R_\sigma + \frac{\lambda_5 v_\phi}{2\lambda_\sigma v_\sigma} R_\phi \right). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Quanto à massa do bilepton $\eta^\pm$ achamos,

$$m_\eta^2 = \mu_\eta^2 + \frac{\lambda_4}{2} v_\sigma^2 + \frac{\lambda_3}{2} v_\phi^2. \quad (3.11)$$

Quanto à massa do escalar carregado e a massa do Higgs, suporemos que $M_\eta > 100$ GeV de forma a obedecer o limite do PDG, e tomar $M_H \geq 114.4$ GeV de forma a obedecer o limite do LEP II [25]¹.

Como já adiantamos, estamos tratando esse modelo como uma teoria efetiva. Sendo assim, consideraremos a massa do escalar carregado como um parâmetro livre que está entre 100 GeV – 3 TeV, uma vez que μ_η é desconhecido.

Observe que σ_I na Eq.(3.5) será um Majoron (escalar sem massa no modelo). Como o campo σ se acopla apenas com o Higgs, sua presença não trará nenhuma consequência às medidas de precisão do setor eletro-fraco, pois deixará a largura do Z inalterada.

Apesar de recentemente termos observado um escalar tipo Higgs (com pequena possibilidade de ser bóson de spin 2) no LHC com $M_H = 125$ GeV, posteriormente à conclusão deste trabalho, os resultados obtidos aqui para $M_H = 115$ GeV também são válidos aproximadamente para $M_H = 125$ GeV, pois como veremos adiante o valor exato da massa do Higgs não é tão relevante.

¹O LEP II foi importante colisor de partículas que funcionou até o ano de 2002 e foi responsável pela observação do bóson Z, e se utilizava de um feixe de e^+e^- .

Agora que vimos o espectro de massa do modelo, vamos discutir os processos responsáveis pela produção do nosso WIMP (férmion singleto) no Universo.

3.4 Abundância do WIMP

Não iremos revisar aqui como obtemos a abundância do WIMP, pois isto foi feito no Apêndice A.4.5. É importante lembrar que apenas os pares de partículas, cuja massa total é menor ou igual a massa total do par de WIMPs, contribuirão para a abundância.

Basta ter em mente que no momento que a temperatura do Universo $T < M_{WIMP}$, os WIMPs deixam de ser relativísticos e produzidos. Portanto, são capazes apenas de se aniquilar entre si em pares de partículas que possuam uma massa total menor que $2M_{WIMP}$ até chegar o momento do desacoplamento.

No caso de co-aniquilação do tipo: $WIMP + Y \rightarrow Z + W$, a condição torna-se $M_Z + M_W \leq M_{WIMP} + M_Y$. Tais processos são eficientes apenas nos casos que a massa do WIMP e a massa da partícula Y são próximas uma da outra. No nosso modelo os processos de co-aniquilação serão relevantes quando $M_N \sim M_\eta$.

Em suma, devemos considerar apenas estados finais/iniciais de partículas que satisfaçam essas condições. Lembrando que, dependendo da massa do WIMP, que permitiremos variar de forma a abranger uma maior região do espaço de parâmetros, alguns processos podem se tornar suprimidos ou dominantes.

É fundamental entender que dependendo dos acoplamentos e das massas das partículas envolvidas, a aniquilação dos WIMPs pode se tornar mais ou menos eficiente, conduzindo o WIMP a estar entre os regimes super-abundante ou sub-dominante, pois, quanto mais eficiente for a taxa de aniquilação de WIMPs menor será sua abundância após o desacoplamento e vice-

versa.

Abaixo nas Figs.(3.1)-(3.2) exibimos os canais responsáveis pela determinação da abundância do WIMP, Os processos de co-aniquilação onde o WIMP não aparece no estado inicial deve-se

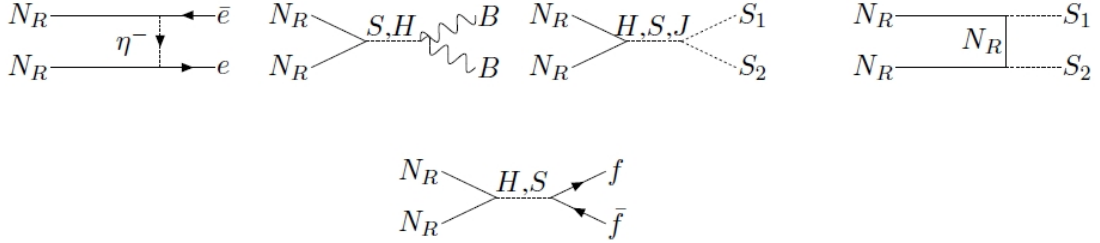


Figura 3.1: Processos de aniquilação que contribuem para a abundância do WIMP N_1 . B refere-se a um bóson de gauge massivo $W^\pm$ ou Z , S_1 e S_2 a qualquer combinação de escalares do modelo compostos de H , S e J (Majoron), e f representa qualquer férmion.

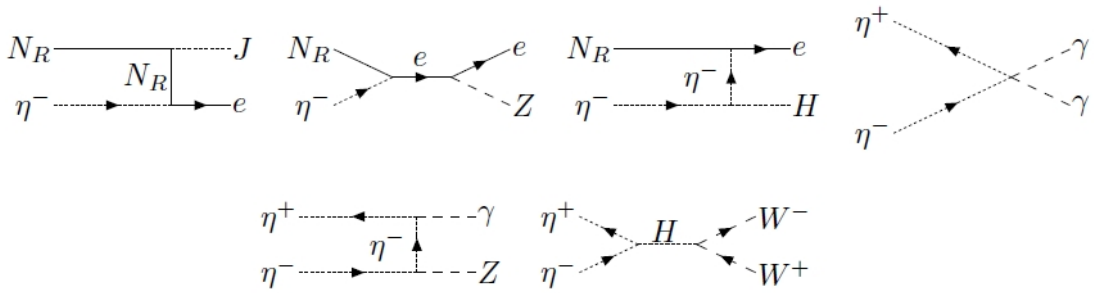


Figura 3.2: Processos de co-aniquilação que contribuem para a abundância de N_1 .

ao fato do escalar carregado η decair com um branching ratio de 100% no par WIMP-elétron, e assim indiretamente produzir WIMPs. Nestes casos o escalar carregado desempenha dois papéis importantes. Um de produzir N via seu decaimento e outro de aniquilar por meio os processos de co-aniquilação.

Note na Fig.(3.1), que tanto as massas como os acoplamentos do Higgs e do escalar σ com as partículas são bastante importantes no cálculo da abundância do nosso WIMP.

Dada a quantidade de canais envolvidos no cálculo da abundância do WIMP uma abordagem numérica se faz necessário. Por isto, usaremos tanto nesse como no próximo capítulo o

pacote numérico microMEGAS [26], para computar a abundância do WIMP em função dos vários parâmetros livres do modelo ².

Vale apenas lembrar que o modelo possui 9 parâmetros livres que são: λ_1 e λ_2 na Eq.(3.1), $\lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_\sigma, \lambda_\eta, m_\sigma$ e μ_η na Eq.(3.3).

Iremos agora apresentar nossos resultados para a abundância do WIMP em dois regimes: para $M_N \geq 50$ GeV e $M_N \leq 50$ GeV. O motivo pelo qual separamos os resultados em duas regiões de massa ficará claro adiante.

3.4.1 Abundância para $M_N \geq 50$ GeV

De forma a simplificar nossos resultados, faremos algumas suposições com relação aos parâmetros livres do modelo. Primeiro suporemos que $v_\sigma > 500$ GeV, uma vez que σ está relacionado com a escala de física nova que dará massa ao WIMP. Segundo, manteremos a massa do escalar carregado entre $100\text{GeV} < M_\eta < 3$ TeV, com o propósito de tornar o modelo testável no LHC ³.

Agora que esclarecemos estes pontos, nas Figs.(3.3)-(3.4) exibimos a abundância do WIMP (neutrino pesado) em função de sua massa quando permitimos os parâmetros livres variarem em torno de 0.1, com a massa do Higgs variando entre 115 – 300 GeV, para os casos sem e com co-aniquilação. Os pontos vermelhos nas Figs.(3.3)-(3.4) fornecem $0.108 \leq \Omega_{ME} h^2 \leq 0.121$. Este é o valor da abundância da ME conforme medida pelo satélite WMAP5 com 95% CL ⁴.

Na Fig.(3.3) impomos que $M_\eta > M_N + 100$ para evitar processos de co-aniquilação entre o

²O que fizemos foi implementar todo o modelo no pacote LAMHEP que gera todas as regras de Feynmann do modelo no formato do microMEGAS.

³Como o escalar carregado irá sempre decair em energia faltante e um elétron, existe uma grande quantidade de backgrounds que produziriam o mesmo efeito como por exemplo W+jatos. De qualquer forma, mantendo a massa do escalar na escala de ~ 1 TeV, o modelo torna-se testável na escala de energia do LHC.

⁴Existem medidas mais recentes como WMAP9 que mudariam um pouco o valor da abundância. Entretanto o valor exato de é irrelevante nesta tese.

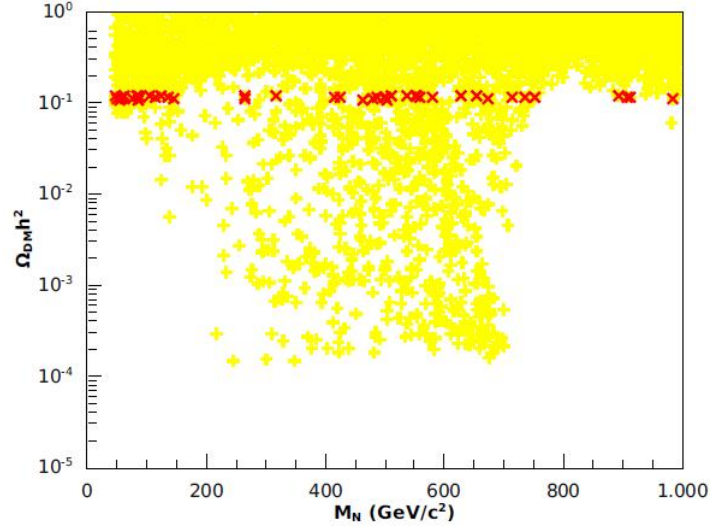


Figura 3.3: Abundância do neutrino estéril em função de sua massa sem co-aniquilação. Os pontos em vermelho são para $0.108 \leq \Omega_{ME} h^2 \leq 0.121$.

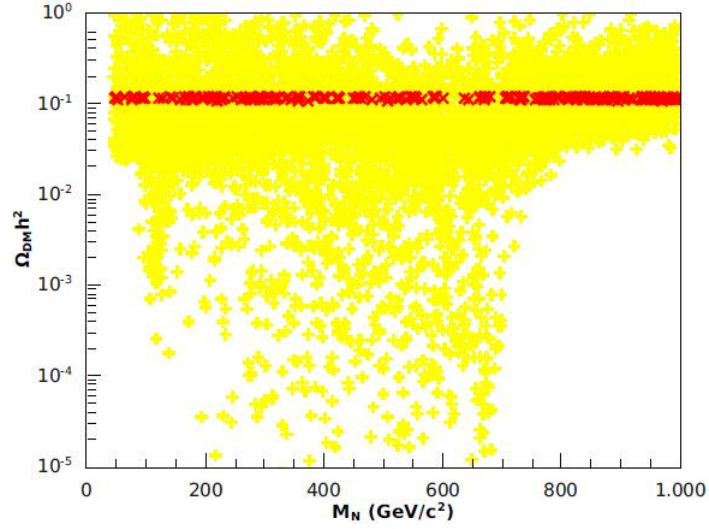


Figura 3.4: Abundância do neutrino estéril em função de sua massa incluindo co-aniquilação. Os pontos em vermelho são para $0.108 \leq \Omega_{ME} h^2 \leq 0.121$.

neutrino pesado e escalar carregado. Entretanto, na Fig.(3.4) estamos no regime que $M_\eta \sim M_N$, ou seja incluindo co-aniquilação. Na Fig.(3.4) permitimos a massa do escalar carregado variar livremente com $100\text{GeV} < M_\eta < 3\text{ TeV}$, sempre obedecendo a condição $M_\eta \sim M_N$.

Comparando as Figs.(3.3)-(3.4), concluímos que mesmo sem incluir co-aniquilação o neutrino pesado é um candidato viável à ME, capaz de reproduzir a abundância correta. Quando incluímos co-aniquilação os pontos anteriormente super-abundantes na Fig.(3.3) tem suas abundâncias

diminuídas como era de se esperar, aumentando a região do espaço dos parâmetros que obtêm a abundância medida pelo WMAP. De forma a ver qual a importância da massa do Higgs nos resultados, nas Figs.(3.5)-(3.6) mostramos a abundância do neutrino estéril em função de sua massa para $M_H = 115 \text{ GeV}$ e $M_H = 300 \text{ GeV}$. Em ambos os gráficos incluímos co-aniquilação. Comparando as Figs.(3.5)-(3.6) observamos que aumentar a massa do Higgs não traz nenhum

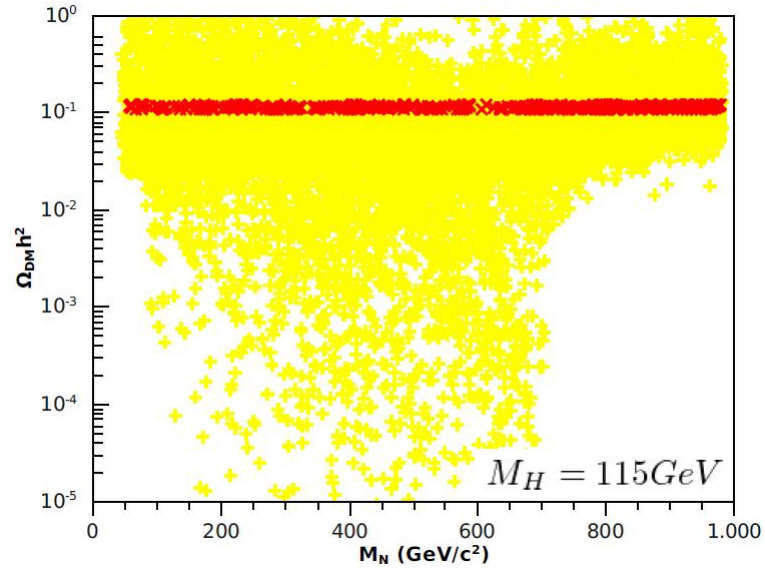


Figura 3.5: Abundância do WIMP em função de sua massa para $M_H = 115 \text{ GeV}$.

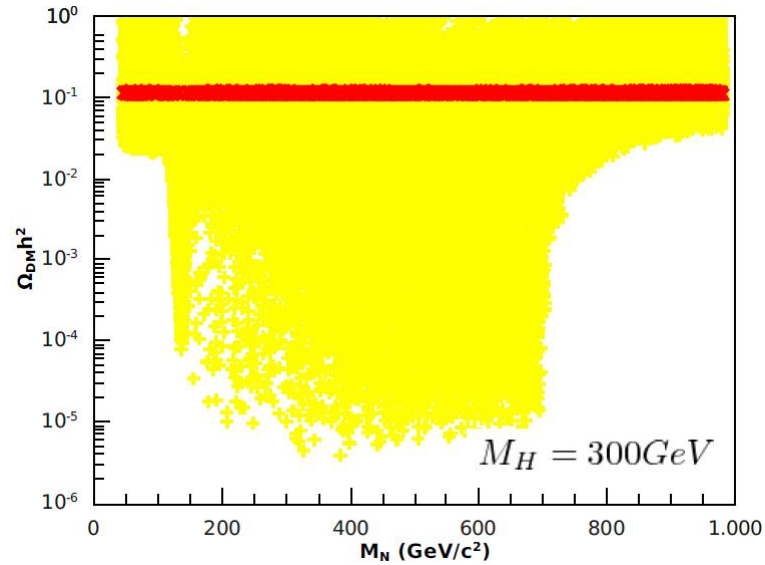


Figura 3.6: Abundância do WIMP em função de sua massa para $M_H = 300 \text{ GeV}$.

ganho significativo com relação a região do espaço dos parâmetros que fornece a abundância

correta. Por isso dissemos no início desse capítulo que nossos resultados para $M_H = 115$ GeV são aproximadamente os mesmos que para $M_H = 125$ GeV, deixando o modelo inalterado perante a observação de um bóson de Higgs de 125 GeV no LHC, no que diz respeito a abundância.

Todavia notamos que há muito mais pontos tanto para o regime sub-dominante ($\Omega < \Omega_{WMAP}$) como para o regime super-abundante ($\Omega > \Omega_{WMAP}$).

Agora que vimos qual o impacto nos resultados quando mudamos a massa do Higgs, seria interessante ver qual a importância do escalar carregado e do escalar neutro singlete em nossos resultados, analisando dois casos: Um que o escalar neutro desacopla do modelo ($M_\sigma \rightarrow \infty$) e outro quando η desacopla do modelo ($M_\eta \rightarrow \infty$).

A abundância para o caso que σ_0 está desacoplado incluindo co-aniquilação está exibido na Fig.(3.7). Agora, se fizermos $M_\eta \rightarrow \infty$ estaremos no regime que o escalar carregado está

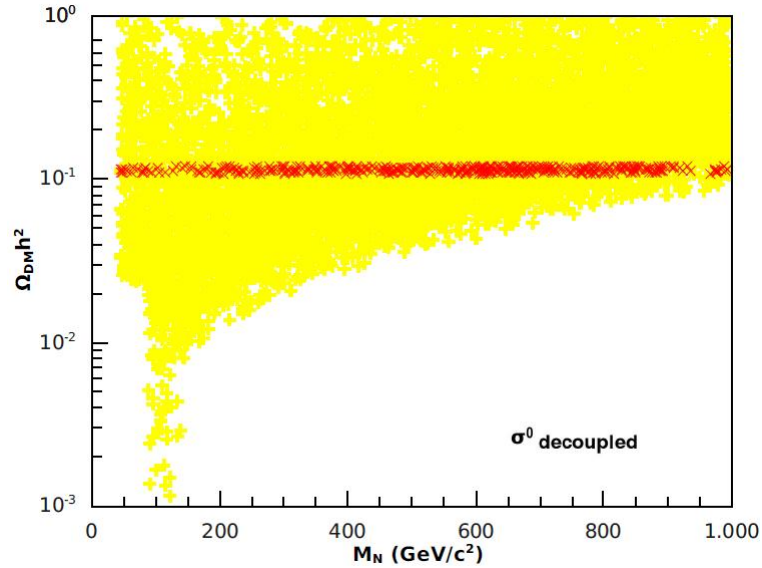


Figura 3.7: Abundância do nosso WIMP em função da sua massa com σ_0 desacoplado.

desacoplado do modelo, ou seja, para a situação em que não há processos de co-aniquilação e o primeiro processo de aniquilação na Fig.(3.1) deixa de existir (ou bastante suprimido). A seguir na Fig.(3.8) mostramos a abundância em função da massa do WIMP,

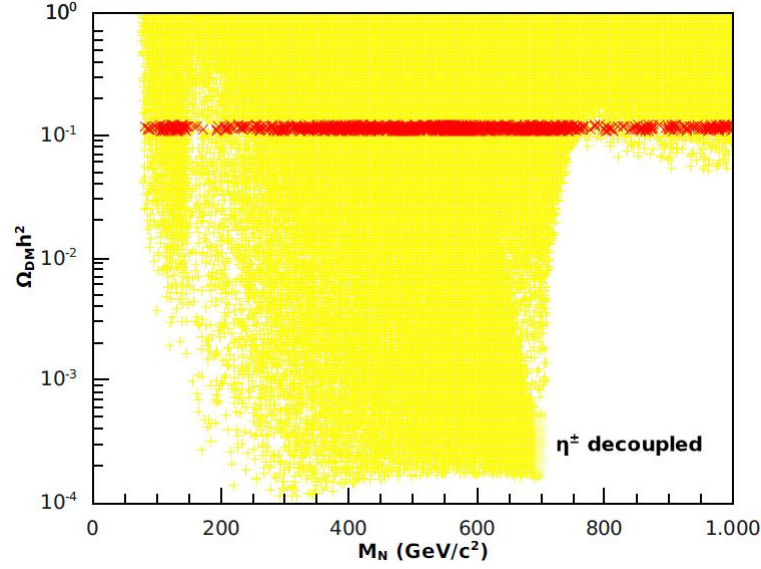


Figura 3.8: Abundância do nosso WIMP em função da sua massa, com η desacoplado.

Note que, mesmo para o caso que σ_0 desacopla do modelo, o neutrino estéril é capaz de provocar um sinal detectável de detecção direta. Por meio de espalhamentos com quarks via correções radioativas, ou via espalhamentos com os elétrons que compõem os núcleos dos experimentos. A ideia de espalhamentos com elétrons foi postulada para explicar o porquê do experimento DAMA (que não é capaz de distinguir espalhamentos nucleares de eletrônicos e que foi discutido na seção A.6.2) estar vendo uma modulação anual na taxa de espalhamento em seu detector enquanto todos os outros experimentos na época não observavam nenhum sinal consistente com um espalhamento de um WIMP.

Porém, mostrou-se que mesmo que o WIMP interaja apenas com elétrons e não com quarks diretamente, a taxa de espalhamento WIMP-elétron seria da mesma ordem que a WIMP-quark e portanto excluída pelos experimentos, de tal forma que essa proposta foi descartada [27]. No nosso modelo os WIMPs poderiam se espalhar com quarks via o processo mostrado na Fig.(3.9), Até o momento exibimos a abundância do WIMP com $M_N \geq 50$ GeV. Agora mostraremos os resultados para $M_N \leq 50$ GeV que são particularmente mais interessantes como veremos abaixo.

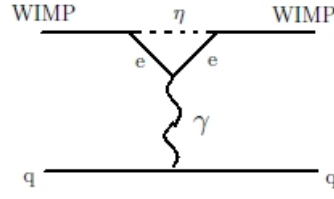


Figura 3.9: Processo de espalhamento WIMP-quarks para um WIMP tipo lepto-fílico.

3.4.2 Abundância para $M_N \leq 50 \text{ GeV}$

Separamos os resultados em dois diferentes regimes de massa porque recentes observações dos experimentos DAMA e CoGeNT favorecem WIMPs leves. Por esta razão na Fig.(3.10) apresentamos a abundância do neutrino estéril com η desacoplado na região de massa que explica os resultados do DAMA e CoGeNT, e na Fig.(3.11) exibimos a abundância para a região de massa favorecida pela colaboração do CDMS com $500 \text{ GeV} < M_\eta < 3 \text{ TeV}$. Estamos usando

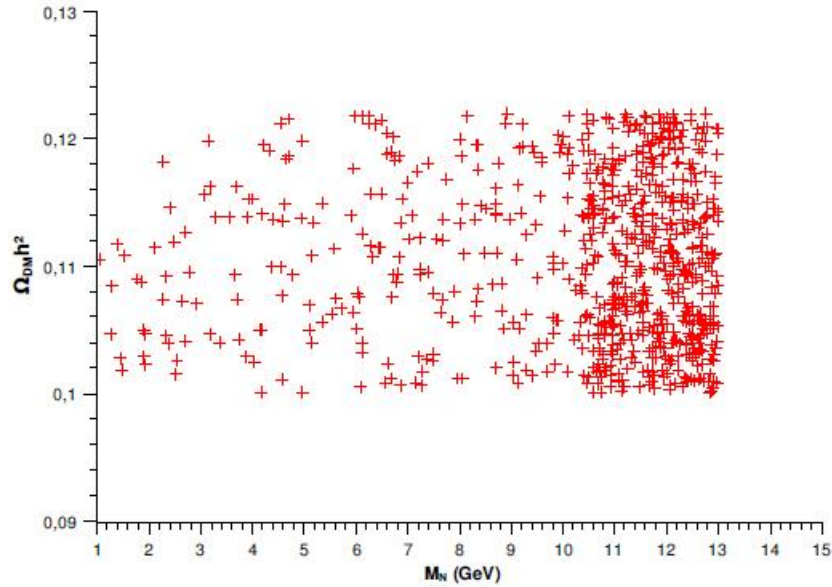


Figura 3.10: Abundância do WIMP para o espaço de parâmetros favorecido pelo CoGeNT e DAMA com η desacoplado, com $115 \text{ GeV} \leq M_H \leq 300 \text{ GeV}$.

diferentes regimes de massa para η porque estes são o que fornecem uma maior região do espaço dos parâmetros que fornece a abundância correta nas Figs.(3.10)-(3.11).

Agora que obtemos a abundância do WIMP para diversos cenários (com σ ou η desacopla-

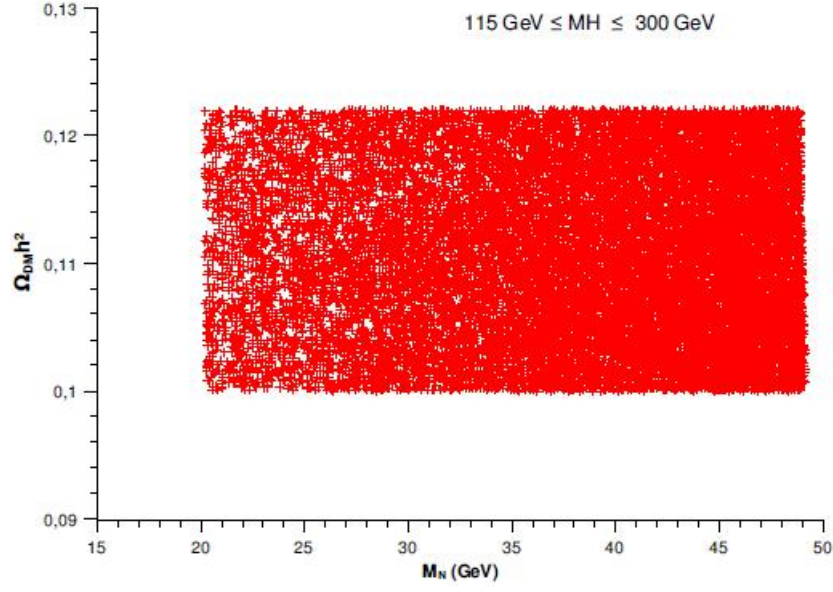


Figura 3.11: Abundância do WIMP para o espaço de parâmetros favorecido pelo CDMS-II com $500\text{GeV} < M_\eta < 3\text{TeV}$.

dos) e vimos a dependência da mesma com a massa do Higgs, iremos verificar se esse modelo é capaz de satisfazer os vínculos referentes à seção de choque independente de spin.

3.5 Detecção Direta

Coforme discutido no Apêndice A.1, o método de detecção direta de WIMPs se refere a observação do espalhamento WIMP-Núcleo através da medida da energia nuclear depositada por um WIMP em um núcleo. Há diversos experimentos tentando observar tais eventos. Alguns não observaram nenhum sinal consistente com um espalhamento de um WIMP em seus detectores e por esta razão obtiveram apenas vínculos sobre a seção de choque de espalhamento. Como os experimentos, em geral, usam núcleos diferentes, eles reportam seus vínculos em termos da seção de choque de espalhamento WIMP-nucleon dada por,

$$\sigma_{p,n}^{SI} = \sigma_0 \frac{\mu_{p,n}^2}{\mu_r^2 A^2}. \quad (3.12)$$

onde $\mu_{p,n} = M_n M_{ME} / (M_n + M_{ME})$ é a massa reduzida WIMP-nucleon e,

$$\sigma_0 = \frac{4\mu^2}{\pi} [Zf^p + (A-Z)f^n]^2, \quad (3.13)$$

é a seção de choque WIMP-Núcleo, com f^p e f^n sendo os acoplamentos WIMP-próton e WIMP-neutrôn, respectivamente, Z é o número atômico e A é a massa atômica.

Desta forma, podemos comparar de forma direta os resultados de diferentes experimentos pois a seção de choque WIMP-nucleon não depende da massa do Núcleo para o caso que $f^n = f^p$.

Quase todos os experimentos de detecção direta (possivelmente todos) supõem que os WIMPs interagem igualmente com prótons e nêutrons. Todavia, isto pode não ser verdade para modelos que possuem violação de isospin ou modelos que possuam uma seção de choque de espalhamento dominada por um processo mediado por uma partícula tipo Z .

De qualquer forma, o nosso modelo se encaixa no caso em que $f^n \sim f^p$. Lembrando que esses acoplamentos efetivos são determinados usando a Eq.(A.10). Todo este procedimento é feito automaticamente com auxílio do pacote microMEGAS [26].

Após definirmos a seção de choque WIMP-nucleon, estamos prontos para exibir os resultados para $M_N \geq 50$ GeV.

3.5.1 Detecção Direta para $M_N \geq 50$ GeV

A seção de choque independente de spin de nosso WIMP (neutrino estéril) em função de sua massa, juntamente com os principais vínculos existentes vindos dos experimentos CDMS e XENON (ver seção A.6.3), sem e com a inclusão de co-aniquilação para $M_N > 50$ GeV estão exibidos nas Figs.(3.12)-(3.13) respectivamente.

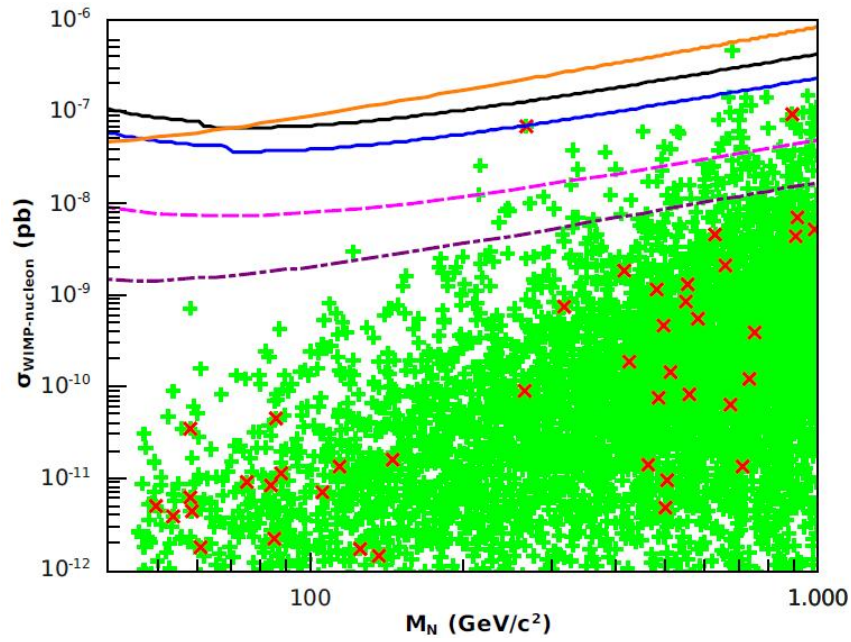


Figura 3.12: Seção de choque de espalhamento WIMP-nucleon em função da massa do WIMP (neutrino pesado) sem co-aniquilação. Os pontos verdes fornecem a abundância correta de acordo com o WMAP com 95% de confiança. As curvas no sentido de cima para baixo são os limites do: XENON10 (laranja), CDMS-II (preto), CDMS 2004-2009 combinado (azul), limites projetados do CDMS 2ST @ soudan (rosa) e XENON100 6000kg (violeta).

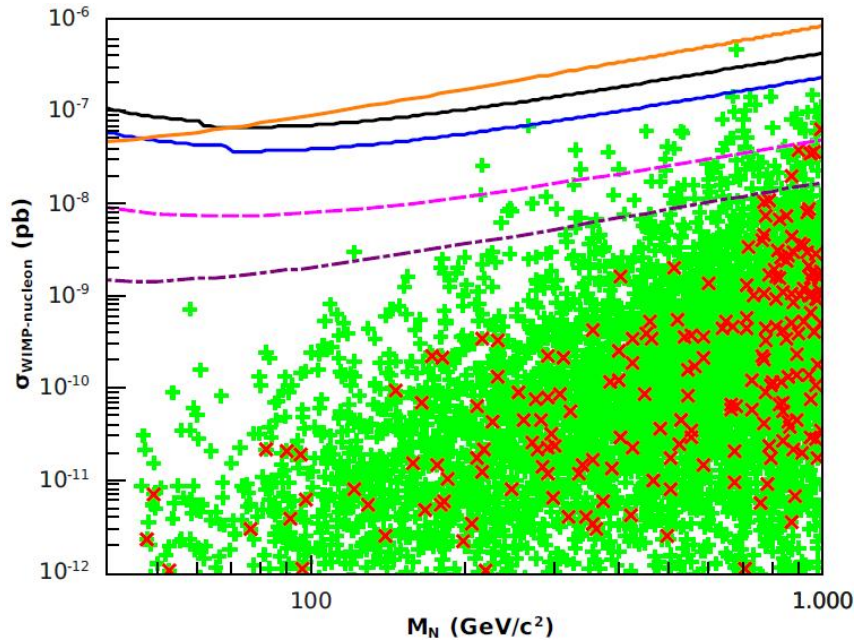


Figura 3.13: Seção de choque de espalhamento WIMP-nucleon em função da massa do WIMP (neutrino pesado) com co-aniquilação. Os pontos verdes fornecem a abundância correta de acordo com o WMAP com 95% de confiança. As curvas no sentido de cima-baixo são os limites do: XENON10 (laranja), CDMS-II (preto), CDMS 2004-2009 combinado (azul), limites projetados do CDMS 2ST @ soudan (rosa) e XENON100 6000kg (violeta)..

Primeiro, é fundamental entender que todos os pontos acima das curvas estão excluídos pelos limites dos respectivos experimentos. Segundo, deixamos os parâmetros livres do modelo variar sempre mantendo as massas das partículas menores que 3 TeV. Por último, observamos claramente que essa extensão mínima do MP é capaz de obedecer os principais vínculos existentes na seção de choque de espalhamento, uma vez que há uma enorme quantidade de pontos que obedecem os limites experimentais.

A razão física pela qual a seção de choque é pequena está diretamente relacionada à mistura entre o escalar σ e o Higgs. Esta mistura deve ser naturalmente pequena de forma a evitar os vínculos relacionados a medidas de precisão do Higgs. Suprimir essa mistura significa suprimir a seção de choque de espalhamento.

Este fato está exibido nas Figs.(3.14)-(3.15), onde apresentamos a seção de choque de espalhamento elástico WIMP-nucleon para $M_H = 115$ GeV e $M_H = 300$ GeV incluindo co-aniquilação. Está bastante claro olhando as Figs.(3.14)-(3.15) que apesar da massa do Higgs

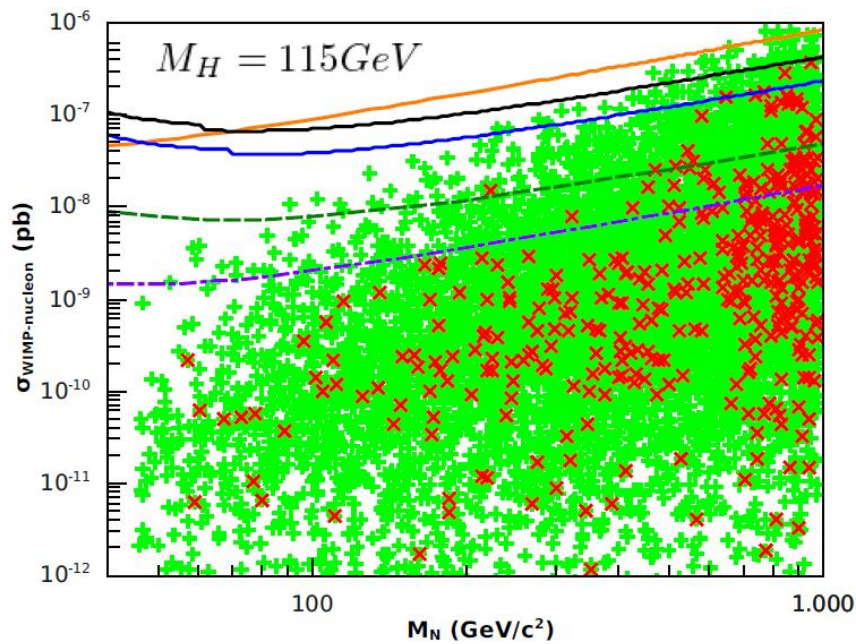


Figura 3.14: Seção de choque de espalhamento elástico WIMP-nucleon para $M_H = 115$ GeV.

não ter grandes efeitos na abundância do WIMP, na seção choque o efeito é bastante nítido.

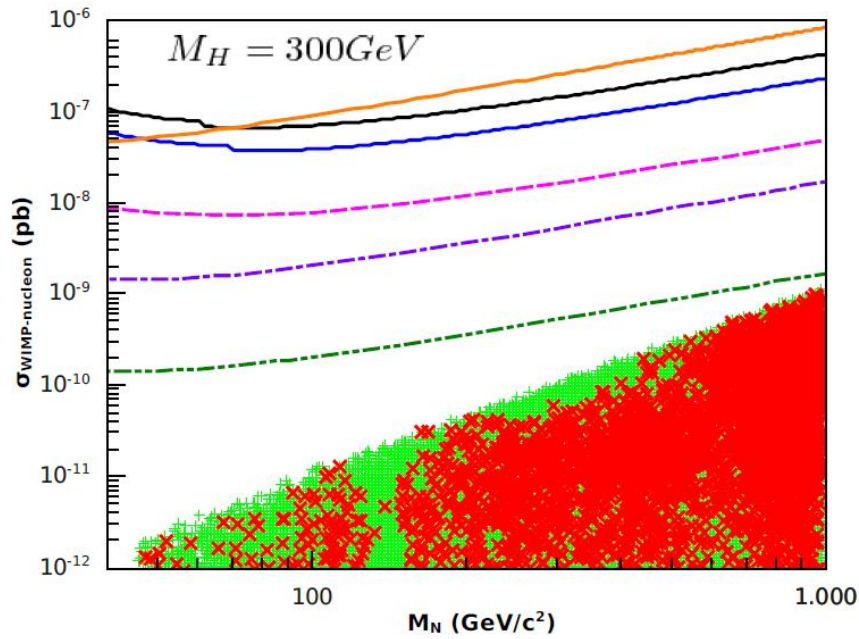


Figura 3.15: Seção de choque de espalhamento elástico WIMP-nucleon para $M_H = 300 \text{ GeV}$.

Quando aumentamos a massa do Higgs, diminuimos diretamente a seção de choque de espalhamento.

Para $M_H = 115 \text{ GeV}$ há bastante pontos que estão excluídos assim como também há uma ótima região do espaço dos parâmetros capaz de fornecer a abundância correta e obedecer os vínculos. Já para $M_H = 300 \text{ GeV}$ todos os pontos respeitam os limites existentes e os projetados para os próximos anos.

Agora que vimos que nosso modelo satisfaz os vínculos mais importantes existentes com relação à seção de choque WIMP-nucleon para $M_N > 50 \text{ GeV}$, vamos analisar o caso que $M_N < 50 \text{ GeV}$, com o propósito de explicar os sinais observados pelos experimentos DAMA, CDMS-II e CoGeNT.

3.5.2 Observação de WIMPs pelos experimentos DAMA, CDMS-II e CoGeNT

Já discutimos com certo detalhe cada um desses experimentos (DAMA, CDMS e CoGeNT) no Apêndice A.6. Em suma o experimento DAMA tem observado ao longo de 13 anos com 8.9σ uma modulação na taxa de eventos de espalhamento [28]. O CoGeNT durante 56 dias (em fevereiro de 2010) observou 100 eventos em excesso ao background [29], e o CDMS [30] também observou 2 eventos em excesso consistentes com WIMPs (final de 2009).

Combinadas tais observações compõem uma forte evidência da descoberta de ME. Como o MP não possui um candidato à ME, ele é incapaz de explicar estes resultados, mas como veremos adiante, essa extensão mínima do MP fornecerá uma explicação para esses eventos através de um neutrino estéril como WIMP.

O espaço de parâmetros favorecido pelo CDMS e CoGeNT/DAMA são distintos, portanto iremos verificar se nosso modelo é capaz de explicar os resultados do CDMS e CoGeNT/DAMA separadamente.

Na Fig.(3.16) exibimos as regiões (seção de choque $\times$ massa) favorecidas pelo CoGeNT e DAMA para explicar suas observações. As regiões em preto favorecidas pelo CoGeNT são para o caso que 30% (menor) e 50% (maior) dos 100 eventos observados pelo CoGeNT sejam devido a eventos de background (eventos de superfície) ⁵.

As regiões em verde são aquelas que explicam a modulação observada pelo DAMA com um nível de confiança de 90% e 99%. Claramente pela Fig.(3.16), as regiões favorecidas pelo CoGeNT e DAMA estão desconectadas. Entretanto, as regiões favorecidas pelos experimentos

⁵Quanto maior for a quantidade de eventos causados por WIMPs, melhor será o ajuste aos dados. Portanto, menor a incerteza sobre a seção de choque $\times$ massa, e menor será a região no plano $\sigma \times$ massa que explica os dados.

podem mudar dependendo do modelo de distribuição de ME e dos parâmetros relacionados a mesma como a velocidade de escape e velocidade de dispersão dos WIMPs.

Além disto, a região favorecida pelo CoGeNT pode ser deslocada dependendo do tipo de background (exponencial ou constante) que usamos como responsável por parte dos 100 eventos observados pelo CoGeNT, e no caso do DAMA se parte dos eventos ocorreram via o efeito de channeling, que muda a forma como a energia é depositada no espalhamento ⁶.

Um exemplo claro disso pode ser visto em [31], que mostra que dependendo das suposições astrofísicas, as regiões de CoGeNT e DAMA se conectam para um WIMP com massa de ~ 8 GeV e seção de choque spin independente de 2×10^{-4} pb.

Os pontos em azul na Fig.(3.16) são os resultados do nosso modelo. Há um aglomerado de pontos acima da região favorecida pelo CoGeNT. Estes pontos são para o caso que $500 \text{ GeV} < M_\eta < 2 \text{ TeV}$. Os outros pontos são para o caso que o escalar carregado η está desacoplado do modelo ($M_\eta \gg 2 \text{ TeV}$). Os pontos onde a massa do WIMP é menor que $\sim 10 \text{ GeV}$ não estão de acordo com os limites do LEP sobre a massa do escalar carregado. Os resultados com $100 \text{ GeV} < M_\eta < 500 \text{ GeV}$ não estão mostrados nessa figura porque os mesmos fornecem uma abundância suprimida para região de massa do N mostrada na Fig.(3.16).

Iremos aqui apresentar apenas os resultados originais do artigo [24] de onde esse capítulo foi baseado. Entretanto uma atualização dos resultados poderia ser feita diretamente, apenas inserindo na Fig.(3.16), a região seção de choque-massa, que explica simultaneamente os resultados do CoGeNT e DAMA, apesar de não alterar em nada nossas conclusões. As curvas na Fig.(3.16) são os vínculos do XENON10 e XENON100. Constatamos na figura que os con-

⁶Channeling se refere a forma como a energia é depositada por uma partícula incidente nos cristais. Um WIMP pode eventualmente entrar no detector num canal onde não há nenhum cristal presente, de forma a depositar sua energia apenas parcialmente nos elétrons dos núcleos, ou seja, em forma de ionização. Com isto a calibração feita pelo DAMA baseada em ionização, que não leva em conta espalhamentos com channeling, deve ser alterada acarretando numa mudança quantitativa nos resultados. Esta mudança se traduz em deslocar a região na Fig.(3.16).

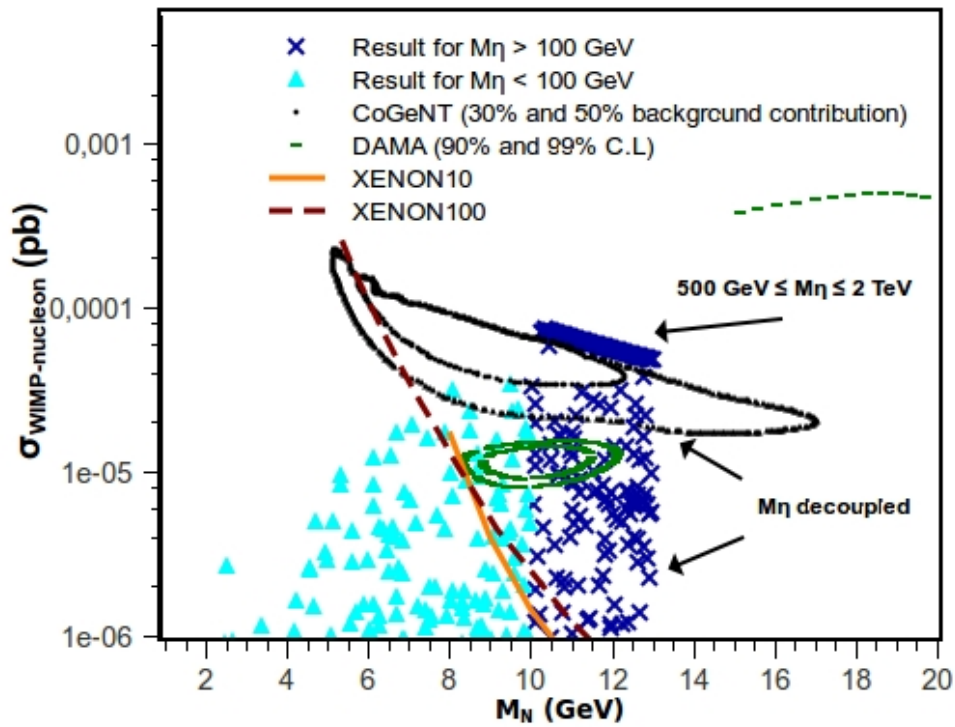


Figura 3.16: As curvas são os limites do XENON-10 (laranja) e XENON-100 (violeta). Os contornos em pretos são as regiões favorecidas pelo CoGeNT quando adicionamos um background de 30% (menor) e 50% (maior). Em verde a região favorecida pelo DAMA com 90% e 99% nível de confiança supondo 100% de channeling. Regiões retiradas de [32]. Todos os pontos acima fornecem a abundância correta.

tornos favorecidos pelo CoGeNT e DAMA parecem estar excluídos pelo recentes limites do XENON. Entretanto, é preciso ressaltar que o XENON sofre de incertezas relacionadas a sua capacidade de observar eventos em baixas energias.

Como o XENON é um experimento baseado em cintilação e ionização, o limiar de energia (eventos com energias menores que o limiar de energia não são observados) é determinado através de uma calibração na grandeza chamada scintillation efficiency factor (eficiência de cintilação), L_{eff} .

Portanto incertezas no L_{eff} irão imediatamente ter um impacto no limiar de energia do XENON, e assim na sua capacidade de observar ou não eventos em uma dada energia. Caso a eficiência do XENON seja bastante pobre em baixas energias, a não observação de eventos

em tais energias pelo XENON poderia ser explicada. Ou seja, este fato explicaria porque o XENON não viu nenhum evento na região de energia que o CoGeNT e DAMA observaram.

Essa incerteza no L_{eff} do XENON parece de fato se mostrar presente, conforme mostrado por diversos grupos independentemente [32, 33, 34, 35, 36]. Eles mostraram que o L_{eff} usado pelo XENON sofre de incertezas apreciáveis, capazes de explicar o porquê o XENON não observou nenhum espalhamento de WIMP em seu detector.

Como consequência dessa incerteza as curvas de exclusão do XENON se moveriam para direita deixando parte das regiões favorecidas pelo CoGeNT e DAMA livre de seus limites.

Em suma, na Fig.(3.16) mostramos que uma extensão mínima do MP é capaz de explicar tanto os eventos observados pelo DAMA como aqueles observados pelo CoGeNT, possivelmente respeitando os limites do XENON.

Agora iremos verificar se o modelo é também capaz de explicar os 2 eventos em excesso observados pelo CDMS-II. Um grupo de pesquisadores analisando os dados do CDMS-II mostrou que um WIMP que possua uma seção de choque entre $(10^{-7} - 10^{-8})$ pb com uma massa entre $\sim (20 - 60)$ GeV seria capaz de explicar os dois eventos [34]. Assim na Fig.(3.17), mostramos em azul o resultado do nosso modelo que explica os eventos reportados pelo CDMS-II e obedece os limites do XENON. Agora que apresentamos todos os resultados desse modelo seguiremos as conclusões finais relativas a este modelo.

3.6 Conclusões

Mostramos que uma simples extensão mínima do MP, através da inserção de um neutrino de mão direita estéril (como WIMP), mais dois escalares singletos, um sendo carregado e outro neutro, é suficiente para obedecer os vínculos mais importantes relacionados à seção de choque

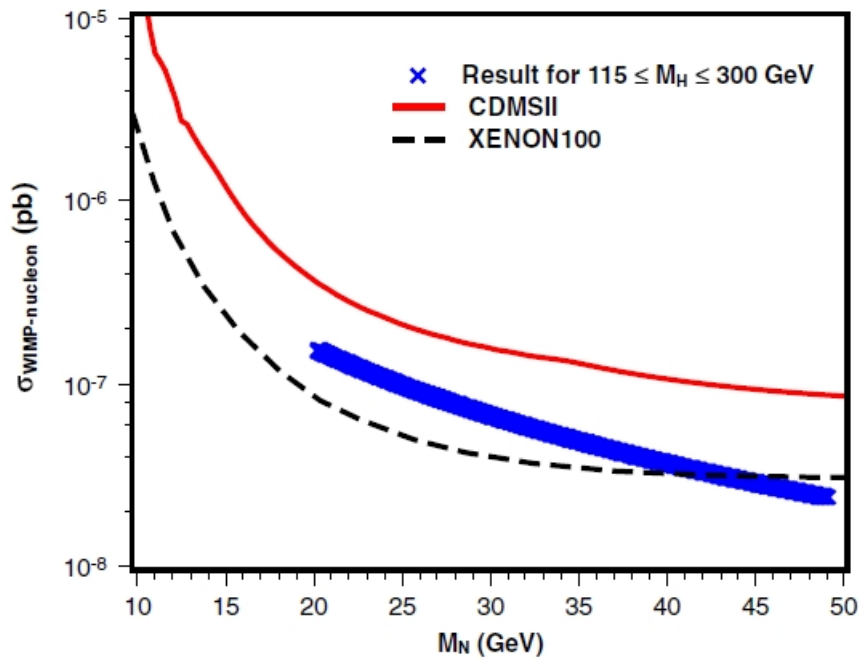


Figura 3.17: Resultado do modelo capaz de explicar os dois eventos em excesso observados pelos CDMS-II.

WIMP-nucleon vindos do XENON.

Posteriormente provamos que nosso WIMP é capaz de explicar a modulação na taxa de espalhamento observada pelo DAMA e os eventos em excesso observados pelo CoGeNT e CDMS-II.

Agora que abordamos o problema da ME e discutimos algumas observações numa extensão mínima do MP, podemos partir para um cenário mais complexo e interessante do ponto de vista de física de partículas que é o modelo 3-3-1.

4 *Detecção Direta e Indireta de Matéria Escura no 3-3-1LHN*

4.1 Motivação

Os WIMPs são os principais candidatos à ME por explicarem a abundância de ME do Universo com uma seção de choque na escala eletro-fraca, por explicarem naturalmente o processo de formação de estruturas, por surgirem em diversos modelos teóricos com um grande apelo da comunidade científica e por diversos experimentos estarem procurando por sinais diretos e indiretos da existência dos mesmos.

Portanto, nossa ideia neste capítulo é mostrar que um modelo 331 com neutrinos estéreis também possui WIMPs em seu espectro e mais adiante provar que os mesmos são capazes de obedecer os vínculos mais atuais no que diz respeito à detecção direta de ME, assim como oferecer uma possível explicação para os eventos em excesso observados pelo CDMS-II.

Por último, veremos que um dos WIMPs é capaz de explicar os excessos em raios gama observados pelo satélite Fermi-LAT da NASA e conectaremos a física de ME com os recentes resultados do LHC com relação ao Higgs. Os resultados aqui apresentados são baseados nos trabalhos [37]-[38].

Começaremos com uma curta introdução ao modelo 3-3-1LHN que abordaremos neste capítulo.

4.2 O Modelo 3-3-1LHN

4.2.1 Motivação do 3-3-1

O Modelo Padrão (MP) que descreve as interações eletro-fracas é um grande sucesso, principalmente após a descoberta do Higgs, pois além de explicar uma variedade de resultados já existentes, teve suas previsões intensivamente testadas e confirmadas pelos principais experimentos já construídos, tais como LEP, TEVATRON e LHC entre outros. Entretanto, há questões no âmbito teórico e experimental que nos levam a acreditar que o MP não é a resposta final que a natureza tem a nos dar.

O MP, por exemplo, é incapaz de explicar a leveza dos neutrinos e de fornecer um candidato à ME, entre outros problemas. O modelo 331, todavia é capaz de explicar esses e outros problemas que iremos discutir adiante.

Massa e Oscilação de Neutrinos

Como no MP apenas termos de massa de Dirac são invariantes de gauge, os neutrinos não possuem massa, uma vez que o MP não possui neutrinos de mão-direita em seu espectro.

Uma extensão imediata do MP seria acrescentar um neutrino de mão direita. Nesse caso poderíamos dar massa aos neutrinos, como também seríamos capazes de explicar o processo de oscilação dos neutrinos. Porém, o MP não possui um mecanismo capaz de explicar a leveza dos neutrinos, como um mecanismo see-saw, diferentemente do modelo 3-3-1.

Replicação de Famílias

Por que o MP possui apenas 3 famílias? O MP não explica a replicação de famílias. No MP as anomalias são canceladas família por família. Portanto no MP não há nenhuma razão teórica

para haver três famílias. Desta forma em princípio poderíamos ter mais famílias de léptons e quarks. Existem vínculos para tais, mas ainda existem propostas encontradas na literatura que sobrevivem aos vínculos atuais e consolidando-se como boas alternativas até então [39].

O modelo 331LHN, por sua vez, oferece uma bela explicação do porquê existir apenas 3 famílias de férmions. Quando exigimos que o modelo seja livre de anomalias encontramos que o 331LHN deve ter um número de famílias múltiplo 3. Quando adicionamos a condição de liberdade assintótica da QCD, obtemos que o número de famílias deve ser menor que 4. Portanto, concluímos que devemos ter apenas 3 famílias.

Como o LHC, TEVATRON e outros experimentos tem excluído diversos modelos que possuem uma quarta família de férmions [40], o modelo 331LHN tem se mostrado um forte modelo capaz de obedecer os vínculos experimentais além de fornecer plausíveis explicações às mesmas.

Quantização da Carga Elétrica e a Natureza Vetorial do Eletromagnetismo

A carga elétrica no MP é quantizada quando consideramos apenas 1 família. Porém, quando levamos em conta as três famílias ocorre o processo chamado de desquantização. O modelo 331LHN, por outro lado, explica a quantização da carga elétrica com as três famílias, se utilizando apenas do processo de cancelamento de anomalias [41].

Matéria Escura

Apesar de reproduzir com grande precisão muitos resultados experimentais, o MP não possui um candidato viável à ME. Seria natural pensar que os neutrinos do MP fossem capazes de explicar a abundância de ME observada já que possuem algumas características que os encaixam no perfil de bons candidatos. Entretanto, as massas desses neutrinos são muito pequenas,

e conseqüentemente suas abundâncias, como mostramos no Apêndice A.4.3.

Por esta razão devemos estender o MP para explicar a presença de ME no Universo. Foi mostrado que no 3-3-1 com neutrinos de mão direita há um candidato viável à ME [42]. Aqui além de abordar uma diferente versão do 3-3-1 mostraremos que esta versão possui bons candidatos à ME capazes de explicar observações diretas e indiretas de ME e conectaremos tais observações como os resultados do LHC.

Bariogênese e Leptogênese

Apesar do MP possuir fontes de violação de CP no setor hadrônico, estas fontes não são grandes o suficiente para explicar a assimetria matéria e anti-matéria existente no Universo.

Portanto, um modelo com a proposta de explicar tal assimetria deve possuir novas fontes de violação de CP como o 331. Num trabalho desenvolvido em [43], foi mostrado que uma versão do modelo 331 dispõe de novas fontes de violação de CP que possivelmente seriam capazes de explicar tal assimetria.

Bóson de Higgs

Um bóson de Higgs foi observado no LHC com uma largura ou produção do canal de 2γ , maior que o esperado pelo MP. Caso este excesso seja confirmado, necessitaremos de uma teoria capaz de explicar o mesmo. Em [44], provaram que uma versão particular do 3-3-1 diferente da que será descrita aqui pode explicar este excesso.

Por outro lado, caso este excesso seja resultado apenas da flutuação de background, devemos possuir um modelo que seja capaz de reproduzir os dados observacionais relacionados ao Higgs e ofereça plausíveis soluções aos problemas já mencionados. Conforme mostraremos

adiante, o modelo 3-3-1LHN satisfaz estes critérios.

Concluimos a partir dos problemas citados, que o modelo 3-3-1 é uma alternativa plausível ao MP capaz de explicar os principais problemas no que diz respeito à física de fronteira atual. Dada sua importância veremos adiante quais são as principais características e o conteúdo de partículas do modelo.

4.2.2 Conteúdo Fermiônico

No modelo 3-3-1LHN, os léptons de mão esquerda são acomodados em tripletos e os de mão de direita, assim como no MP, em singletos conforme,

$$f_{aL} = \begin{pmatrix} \nu_a \\ e_a \\ N_a \end{pmatrix}_L \sim (1, 3, -1/3), \quad e_{aR} \sim (1, 1, -1), \quad N_{aR} \sim (1, 1, 0), \quad (4.1)$$

onde $a = 1, 2, 3$ é o índice de famílias, enquanto $N_{a(L,R)}$ são neutrinos pesados desacoplados dos neutrinos padrões.

Este conteúdo de leptons é a principal diferença entre este modelo e outros já propostos na literatura com neutrinos de mão-direita [45].

No setor hadrônico, a primeira geração está em tripletos e as duas outras em representações de anti-tripletos de $SU(3)_L$ para que as anomalias de gauge sejam canceladas. Desta forma, seja $i = 1, 2$ está restrito apenas as duas primeiras famílias, e (q') os novos quarks preditos pelo modelo, que possuem as mesmas cargas dos quarks do MP, porém mais pesados que os do MP,

encontramos que os hádrons estão dispostos como,

$$\begin{aligned}
 Q_{iL} &= \begin{pmatrix} d_i \\ -u_i \\ d'_i \end{pmatrix}_L \sim (3, \bar{3}, 0), u_{iR} \sim (3, 1, 2/3), \\
 d_{iR} &\sim (3, 1, -1/3), d'_{iR} \sim (3, 1, -1/3), \\
 Q_{3L} &= \begin{pmatrix} u_3 \\ d_3 \\ u'_3 \end{pmatrix}_L \sim (3, 3, 1/3), u_{3R} \sim (3, 1, 2/3), \\
 d_{3R} &\sim (3, 1, -1/3), u'_{3R} \sim (3, 1, 2/3).
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

4.2.3 Setor Escalar

Para que possamos gerar as massas dos férmions carregados sem a necessidade de correções radioativas, devemos introduzir três tripletos de escalares conforme,

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta^0 \\ \eta^- \\ \eta'^0 \end{pmatrix}, \rho = \begin{pmatrix} \rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho'^+ \end{pmatrix}, \chi = \begin{pmatrix} \chi^0 \\ \chi^- \\ \chi'^0 \end{pmatrix}, \tag{4.3}$$

com η e χ se transformando como $(1, 3, -1/3)$ e ρ como $(1, 3, 2/3)$.

Iremos impor a existência de uma simetria global dada na Eq.(4.4), que nos conduz a uma versão simplificada da Lagrangiana de Yukwawa, evitando termos de mistura entre os neutrinos pesados e os neutrinos do MP, além de termos de mistura no setor escalar.

$$\mathbf{G}(\bar{N}_{L/R}, \bar{u}'_{3L/R}, d'_{iL/R}, V_\mu^-, U_\mu^0, \chi^0, \chi^-, \eta'^{0*}, \rho'^-) = +1. \tag{4.4}$$

Todos os outros campos são invariantes por esta simetria. Em adição às vantagens acima mencionadas, essa simetria impõe similarmente à paridade R em supersimetria, que todas as partículas que carregam essa simetria global sejam produzidas em pares, ou seja, sempre em associação com outra partícula que carrega essa simetria G. Consequentemente, a partícula mais leve e ímpar sob essa simetria será estável e um candidato à ME, conforme mostraremos adiante.

No nosso modelo teremos três candidatos à ME que serão o bóson de gauge U^0 , o neutrino pesado N_1 e o escalar ϕ devido a esta simetria $U(1)_G$. Mais detalhes sobre os mesmos serão dados posteriormente.

A Lagrangiana de Yukawa mais geral invariante sob a simetria de gauge e simetria global mencionada é dada por,

$$\begin{aligned}
- \mathcal{L}^Y = & f_{ij} \bar{Q}_{iL} \chi^* d'_{jR} + f_{33} \bar{Q}_{3L} \chi u'_{3R} + g_{ia} \bar{Q}_{iL} \eta^* d_{aR} \\
& + h_{3a} \bar{Q}_{3L} \eta u_{aR} + g_{3a} \bar{Q}_{3L} \rho d_{aR} + h_{ia} \bar{Q}_{iL} \rho^* u_{aR} + G_{ab} \bar{f}_{aL} \rho e_{bR} + g'_{ab} \bar{f}_{aL} \chi N_{bR} \\
& + \text{h.c.},
\end{aligned} \tag{4.5}$$

com $i = 1, 2$ e $a = 1, 2, 3$ sendo índices de família.

O potencial escalar mais geral que pode ser construído obedecendo tais simetrias é,

$$\begin{aligned}
V(\eta, \rho, \chi) = & \mu_\chi^2 \chi^2 + \mu_\eta^2 \eta^2 + \mu_\rho^2 \rho^2 + \lambda_1 \chi^4 + \lambda_2 \eta^4 + \lambda_3 \rho^4 + \\
& \lambda_4 (\chi^\dagger \chi) (\eta^\dagger \eta) + \lambda_5 (\chi^\dagger \chi) (\rho^\dagger \rho) + \lambda_6 (\eta^\dagger \eta) (\rho^\dagger \rho) + \\
& \lambda_7 (\chi^\dagger \eta) (\eta^\dagger \chi) + \lambda_8 (\chi^\dagger \rho) (\rho^\dagger \chi) + \lambda_9 (\eta^\dagger \rho) (\rho^\dagger \eta) \\
& - \frac{f}{\sqrt{2}} \epsilon^{ijk} \eta_i \rho_j \chi_k + \text{H.c.}
\end{aligned} \tag{4.6}$$

Este potencial escalar induz um padrão de quebra espontânea de simetria da seguinte forma: Após o escalar $\chi^{0'}$ desenvolver um valor esperado do vácuo diferente de zero, a simetria $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ é quebrada para $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Como resultado dessa quebra, seremos capazes de recuperar o MP e adicionar ao mesmo novas partículas e novos fenômenos capazes de explicar os problemas não solucionados pelo MP e discutidos anteriormente.

Posteriormente, os escalares η^0 e ρ^0 desenvolvem um valor esperado do vácuo também diferente de zero induzindo a quebra $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ para $U(1)_{QED}$ como no MP.

Auto-Estados de Massa do 331LHN

Como já mencionamos acima o processo de quebra espontânea de simetria é desenvolvido quando os escalares $(\eta^0, \rho^0, \chi'^0)$ desenvolvem um valor esperado do vácuo (VEV) conforme,

$$\eta^0, \rho^0, \chi'^0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v_{\eta, \rho, \chi'} + R_{\eta, \rho, \chi'} + iI_{\eta, \rho, \chi'}). \quad (4.7)$$

Estamos supondo que os escalares neutros (η'^0, χ^0) não desenvolvem VEVs, pois caso contrário teríamos mistura entre os bósons de gauge carregados do MP com os do 331 entre outros efeitos.

Em particular, teríamos uma mistura do bóson de gauge introduzido pela simetria 3-3-1, o $V^\pm$, com o $W^\pm$ do MP. Isto induziria a uma mudança na forma como o $W^\pm$ se acoplaria aos férmions do MP. Isto, por exemplo, mudaria como os neutrons decairiam, e consequentemente mudaria como todos os decaimentos beta radiativos ocorreriam.

Como os resultados experimentais mostram que o $W^\pm$ se acopla exatamente como no MP esse cenário é bastante desfavorecido. Portanto esta mistura será ignorada nesta tese.

- Massa dos Férmions

Este padrão de quebra espontânea de simetria proíbe termos de Majorana para os neutrinos novos e os do MP. Além disso, não há nenhuma mistura entre os neutrinos do MP e os novos neutrinos, desta forma estes novos neutrinos são neutrinos estéreis. Apenas por simplicidade suporemos uma hierarquia normal de massa para todos os neutrinos e que suas matrizes de massa são todas diagonais.

Assim, substituindo a Eq.(4.7) na Lagrangiana de Yukawa, obtemos as seguintes massas para os novos neutrinos e os novos quarks,

$$M_{Na} = \frac{g'_{aa}}{\sqrt{2}} v_{\chi'}, \quad (4.8)$$

e,

$$M_{q'_a} = \frac{f_{aa}}{\sqrt{2}} v_{\chi'}. \quad (4.9)$$

Como estamos supondo uma hierarquia normal de massa, o novo neutrino N_1 será o mais leve deles, e estável devido à simetria $U(1)_G$. Os neutrinos do MP, por sua vez, ganham massa via operadores efetivos de dimensão 5 conforme explicado em [46],

$$\frac{y_{ab}}{\Lambda} \overline{f_{aL}^c} \eta^* \eta^\dagger f_{bL} + \frac{y'_{ab}}{\Lambda} \overline{f_{aL}^c} \chi^* \chi^\dagger f_{bL} + \frac{y''_{ab}}{\Lambda} \overline{f_{aL}^c} \chi^* \eta^\dagger f_{bL}, \quad (4.10)$$

onde y 's nesta equação são acoplamentos adimensionais próximos da unidade, e Λ é a nova escala de energia, possivelmente a escala de grande unificação, que é estimada ser de 10^{16} GeV [47].

Entretanto, apenas o primeiro operador na Eq.(4.10) sobrevive à simetria $U(1)_G$. Este operador gera a massa dos neutrinos do MP na escala de sub-eV de acordo com os vínculos experimentais, uma vez que $v_\eta \sim 175$ GeV.

- Massa dos Escalares

Para obter as massas dos escalares, primeiramente devemos obter as condições de mínimo do potencial a partir da Eq.(4.6) dadas por,

$$\begin{aligned} \mu_\chi^2 + \lambda_1 v_{\chi'}^2 + \frac{\lambda_4}{2} v_\eta^2 + \frac{\lambda_5}{2} v_\rho^2 - \frac{f}{2} \frac{v_\eta v_\rho}{v_{\chi'}} &= 0, \\ \mu_\eta^2 + \lambda_2 v_\eta^2 + \frac{\lambda_4}{2} v_{\chi'}^2 + \frac{\lambda_6}{2} v_\rho^2 - \frac{f}{2} \frac{v_{\chi'} v_\rho}{v_\eta} &= 0, \\ \mu_\rho^2 + \lambda_3 v_\rho^2 + \frac{\lambda_5}{2} v_{\chi'}^2 + \frac{\lambda_6}{2} v_\eta^2 - \frac{f}{2} \frac{v_\eta v_{\chi'}}{v_\rho} &= 0. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Posteriormente, devemos fazer algumas simplificações com relação aos parâmetros do 3-3-1, para simplificar o processo de diagonalização. Primeiro iremos supor que $f = \frac{v_{\chi'}}{2}$. Segundo, que $v_\rho = v_\eta \ll v_{\chi'}$. Terceiro que $\lambda_4 = \lambda_5 = 0.25$ e por último que $\lambda_2 = \lambda_3$.

Estas duas últimas simplificações devem ser entendidas como consequência de uma simetria custodial. Caso estas simplificações não fossem impostas, os auto-estados de massa dos nossos escalares seriam diferentes, e um tratamento numérico seria necessário. Este modelo mais geral não será tratado aqui, mas no futuro deverá ser abordado.

Para que possamos reproduzir as massas dos bósons de gauge do MP, encontramos que $v_\eta^2 + v_\rho^2 = v^2$, onde v é o VEV do MP igual a 246 GeV.

Agora, substituindo as Eq.(4.7) e Eq.(4.11) no potencial escalar, encontramos as matrizes de massa provenientes de três bases diferentes. Uma real $(R_{\chi'}, R_\eta, R_\rho)$, uma pseudo-escalar $(I_{\chi'}, I_\eta, I_\rho)$, e uma complexa $(\chi^{0\dagger}, \eta'^0)$.

Na base $(R_{\chi'}, R_\eta, R_\rho)$ encontramos,

$$\begin{aligned} S_1 &= R_{\chi'}, \\ S_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(R_\eta - R_\rho), \\ H &= \frac{1}{\sqrt{2}}(R_\eta + R_\rho), \end{aligned} \tag{4.12}$$

com,

$$\begin{aligned} M_{S_1}^2 &= \frac{v^2}{4} + 2v_{\chi'}^2\lambda_1, \\ M_{S_2}^2 &= \frac{1}{2}(v_{\chi'}^2 + 2v^2(2\lambda_2 - \lambda_6)), \\ M_H^2 &= v^2(2\lambda_2 + \lambda_6). \end{aligned} \tag{4.13}$$

Na base pseudo-escalar $(I_{\chi'}, I_\eta, I_\rho)$ achamos,

$$\begin{aligned} I_1^0 &= -\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2}}} I_{\chi'} + \frac{v}{v_{\chi'} \sqrt{1 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2}}} I_\rho, \\ I_2^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-\frac{v_{\chi'}}{v} + \frac{v_{\chi'}}{v(1 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2})} \right) I_{\chi'} + \frac{1}{\sqrt{2}} I_\eta - \frac{1}{\sqrt{2}(1 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2})} I_\rho, \\ P_1 &= \frac{v}{v_{\chi'} \sqrt{2 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2}}} I_{\chi'} + \frac{1}{\sqrt{2 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2}}} I_\eta + \frac{1}{\sqrt{2 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2}}} I_\rho, \end{aligned} \quad (4.14)$$

onde I_1^0 e I_2^0 são os bósons de Goldstone e P_1 um pseudo-escalar massivo que permanece no espectro com massa,

$$M_{P_1}^2 = \frac{1}{2}(v_{\chi'}^2 + \frac{v^2}{2}). \quad (4.15)$$

Finalmente na base complexa (χ^0, η'^{0*}) obtemos,

$$\begin{aligned} G_\phi &= -\frac{v_{\chi'}}{v \sqrt{1 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2}}} \chi^0 + \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2}}} \eta'^{0*}, \\ \phi &= \frac{v}{v_{\chi'} \sqrt{1 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2}}} \chi^{0*} + \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2}}} \eta'^0, \end{aligned} \quad (4.16)$$

onde G_ϕ é um bóson de Goldstone absorvido pelos bóson de gauge U^0 e U^{0*} e ϕ um escalar neutro complexo, com,

$$M_\phi^2 = \frac{(\lambda_7 + \frac{1}{2})}{2} [v^2 + v_{\chi'}^2]. \quad (4.17)$$

Quanto aos escalares carregados, encontramos nas bases (χ^-, ρ'^-) e (η^-, ρ^-) dois auto estados de massa,

$$\begin{aligned} h_1^- &= \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2}}} \left(\frac{v}{v_{\chi'}} \chi^- + \rho'^- \right), \\ h_2^- &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\eta^- + \rho^-), \end{aligned} \quad (4.18)$$

com,

$$\begin{aligned} M_{h_1^-}^2 &= \frac{\lambda_8 + \frac{1}{2}}{2}(v^2 + v_{\chi'}^2), \\ M_{h_2^-}^2 &= \frac{v_{\chi'}^2}{2} + \lambda_9 v^2. \end{aligned} \quad (4.19)$$

e dois Goldstones dados por,

$$\begin{aligned} h_3^- &= \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2}}}(\chi^- - \frac{v}{v_{\chi'}}\rho'^-), \\ h_4^- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\eta^- - \rho^-), \end{aligned} \quad (4.20)$$

que fornecem a terceira componente dos bóson de gauge $W^\pm$ e $V^\pm$.

- Massas dos Bósons de Gauge

Assim como no MP, as massas dos bósons de gauge são derivadas dos termos cinéticos dos escalares neutros. Após uma extensa, mas simples cálculo, achamos [48],

$$\begin{aligned} m_{W^\pm}^2 &= \frac{1}{4}g^2v^2, \\ m_Z^2 &= m_{W^\pm}^2/c_W^2, \\ m_{V^\pm}^2 &= m_{U^0}^2 = \frac{1}{4}g^2(v_{\chi'}^2 + v^2), \\ m_{Z'}^2 &= \frac{g^2}{4(3 - 4s_W^2)}[4c_W^2v_{\chi'}^2 + \frac{v^2}{c_W^2} + \frac{v^2(1 - 2s_W^2)^2}{c_W^2}], \end{aligned} \quad (4.21)$$

onde S_W e C_W são o seno e cosseno do ângulo de Weinberg, respectivamente.

Também desprezamos a mistura entre os bósons de gauge neutros Z e Z' . A mistura entre esses bósons deve ser pequena, devido aos vínculos de precisão. Portanto, iremos admiti-la ser zero [48].

4.2.4 WIMPs do Modelo

Agora que obtivemos todos os auto-estados de massa do modelo, somos capazes de identificar os WIMPs do nosso modelo. Devido à simetria global $\mathbf{G}$, o neutrino estéril N_1 , o escalar complexo neutro ϕ e o bóson de gauge neutro U^0 podem ser estáveis, em princípio.

Entretanto como eles acoplam-se entre si (ver Apêndice B), os três não são estáveis simultaneamente. Por esta razão, devemos considerar o cenário que U^0 ou ϕ ou N_1 , exclusivamente, é o candidato à ME do modelo.

Apesar do bóson de gauge U^0 poder ser um WIMP estável devido à simetria $\mathbf{G}$, o mesmo fornece uma abundância muito pequena ($\sim 10^{-4}$) para ser a ME do Universo. Por este fato não trataremos do caso que U^0 é um WIMP neste trabalho.

Desta forma iremos abaixo exibir os resultados do nosso modelo para o caso em que ϕ ou N_1 , separadamente, é um viável candidato à ME.

4.3 Abundância dos WIMPs

De forma a obter a abundância dos nossos WIMPs (ϕ e N_1), devemos resolver à equação de Boltzmann conforme já discutimos na seção A.4.5. No caso do 3-3-1LHN há diversos processos que são relevantes para o cálculo da abundância de nossos WIMPs mostrados nas Figs.(4.1)-(4.2) Após calcular a seção de choque de aniquilação de todos esses processos com a ajuda do pacote micrOMEGAS [26], onde implementamos todo o modelo, obtemos a abundância dos nossos candidatos variando os parâmetros livres do modelo. Nas Figs.(4.3)-(4.4) exibimos a abundância do N_1 para diferentes escalas de quebra da simetria 3-3-1 ($v_{\chi'} = 3 \text{ TeV}$ e 4 TeV). É importante ressaltar alguns detalhes referentes aos parâmetros que entram no cálculo

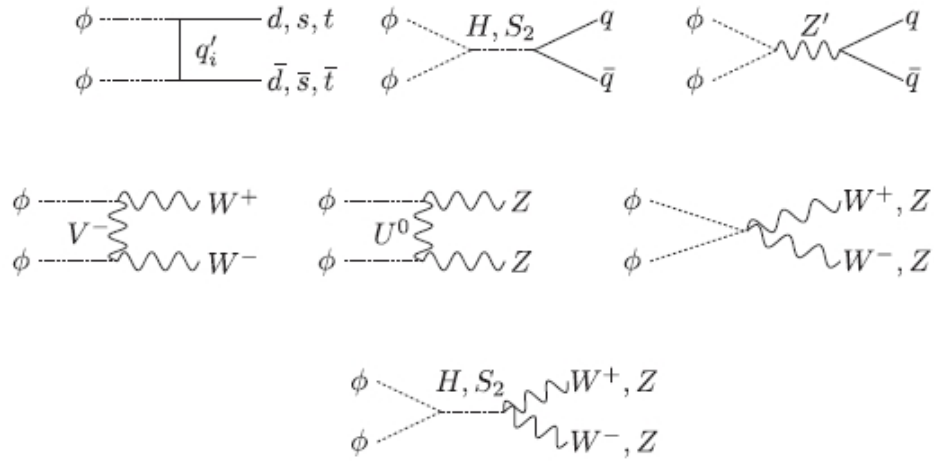


Figura 4.1: Processos que contribuem para a abundância do escalar ϕ .

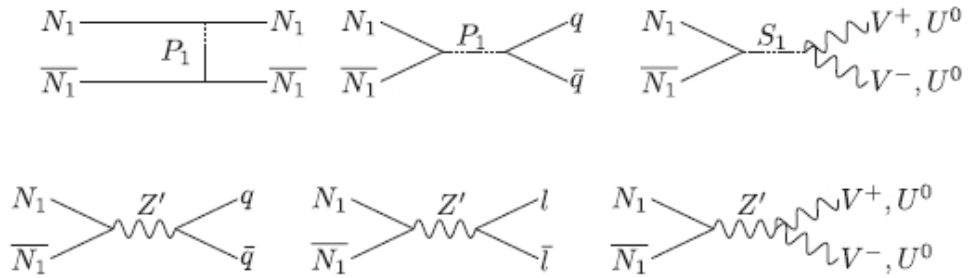


Figura 4.2: Processos que contribuem para a abundância do neutrino estéril N_1 .

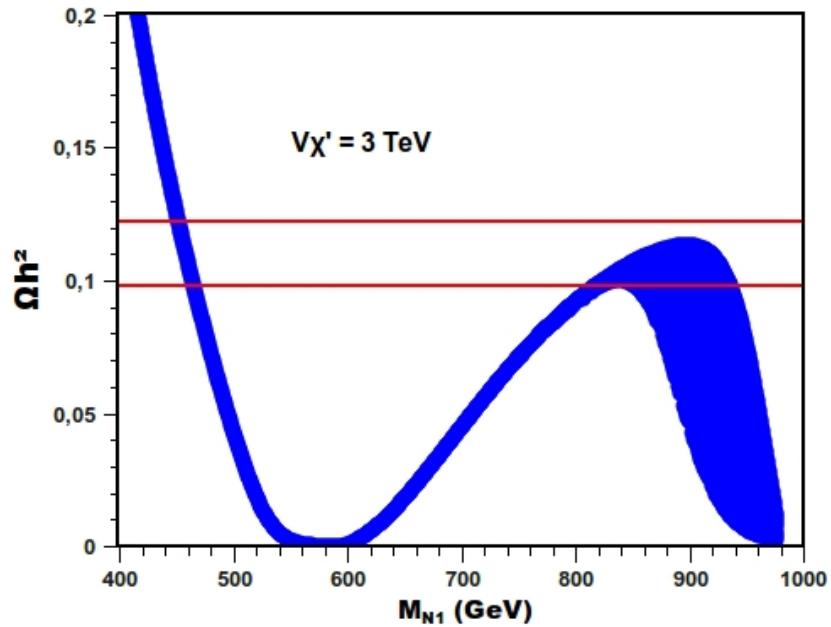


Figura 4.3: Abundância do neutrino pesado. As linhas em vermelho delimitam a região que obtêm a abundância correta de ME medida pelo WMAP7, $0.098 \leq \Omega h^2 \leq 0.122$, com $400 \text{ GeV} \leq M_{S1} \leq 4.5 \text{ TeV}$ e $\nu_{\chi'} = 3 \text{ TeV}$.

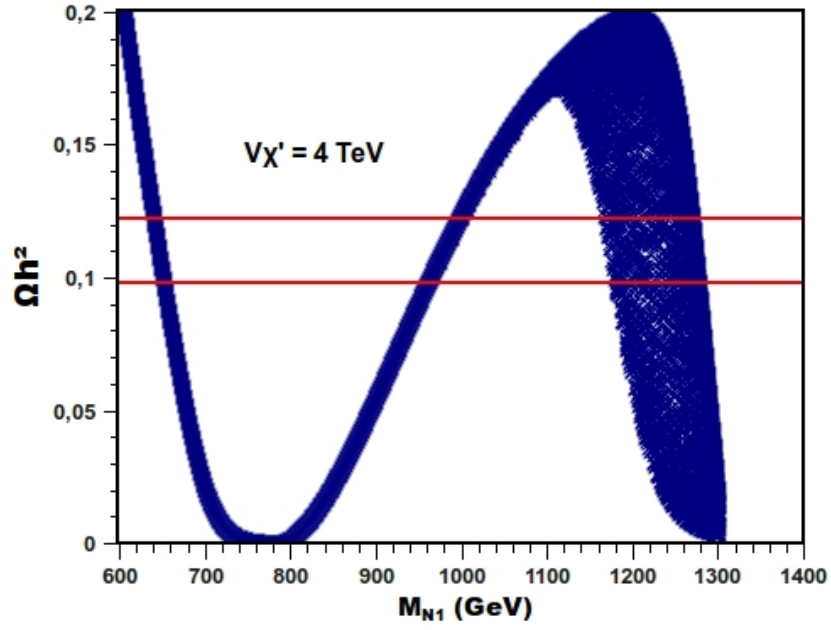


Figura 4.4: Abundância do neutrino pesado. As linhas em vermelho delimitam a região que obtêm a abundância correta de ME medida pelo WMAP7, $0.098 \leq \Omega h^2 \leq 0.122$, com $600 \text{ GeV} \leq M_{S1} \leq 6 \text{ TeV}$ e $v_{\chi'} = 4 \text{ TeV}$.

da abundância do N_1 , ou seja que entram no cálculo dos processos mostrados na Fig.(4.2).

Primeiro, a massa do bóson de gauge Z' e do escalar CP-ímpar P_1 dependem apenas de $v_{\chi'}$, e portanto não irão variar mesmo que mudemos vários parâmetros do modelo. Segundo, a massa do escalar S_1 depende de $v_{\chi'}$ e do acoplamento λ_1 . Permitimos este acoplamento variar livremente em torno de 0.1, mas como estamos usando diferentes valores de $v_{\chi'}$ nas Figs.(4.3)-(4.4), a região de massa desse escalar é diferente. Assim, usamos $400 \text{ GeV} \leq M_{S1} \leq 4.5 \text{ TeV}$ para $v_{\chi'} = 3 \text{ TeV}$ e $600 \text{ GeV} \leq M_{S1} \leq 6 \text{ TeV}$ para $v_{\chi'} = 4 \text{ TeV}$.

Em suma, os únicos parâmetros livres importantes para abundância do N_1 são a sua massa, a massa do escalar S_1 e $v_{\chi'}$.

Comparando as Figs.(4.3)-(4.4), concluímos que quando aumentamos o valor de $v_{\chi'}$ a forma do gráfico da abundância se mantém, porém a região de massa que fornece a abundância correta diminui.

Quanto ao escalar ϕ , usando os mesmos argumentos acima para o caso do N_1 , achamos que os únicos parâmetros que controlam a abundância do ϕ são sua massa, a massa do Higgs e do escalar S_2 .

Todavia, a massa do S_2 depende dos mesmos acoplamentos que a massa do Higgs. Como estamos variando a massa do Higgs entre 115 – 300 GeV, a massa do S_2 varia de 5 GeV. Por este fato, a abundância do ϕ é governada apenas pela massa do Higgs e do ϕ .

Porém, quando o principal canal de aniquilação é em quarks, as massas dos quarks pesados se tornam variáveis importante como pode ser visto no primeiro processo da Fig.(4.1). Desta forma variamos a massa dos quarks pesados entre $600 \text{ GeV} \leq M_{q'_i} \leq 2 \text{ TeV}$.

Para observar o efeito de variarmos a massa do Higgs sobre abundância do ϕ mostraremos nas Figs.(4.5)-(4.6) os resultados para $M_H = 115 \text{ GeV}$ e $M_H = 300 \text{ GeV}$. Comparando as

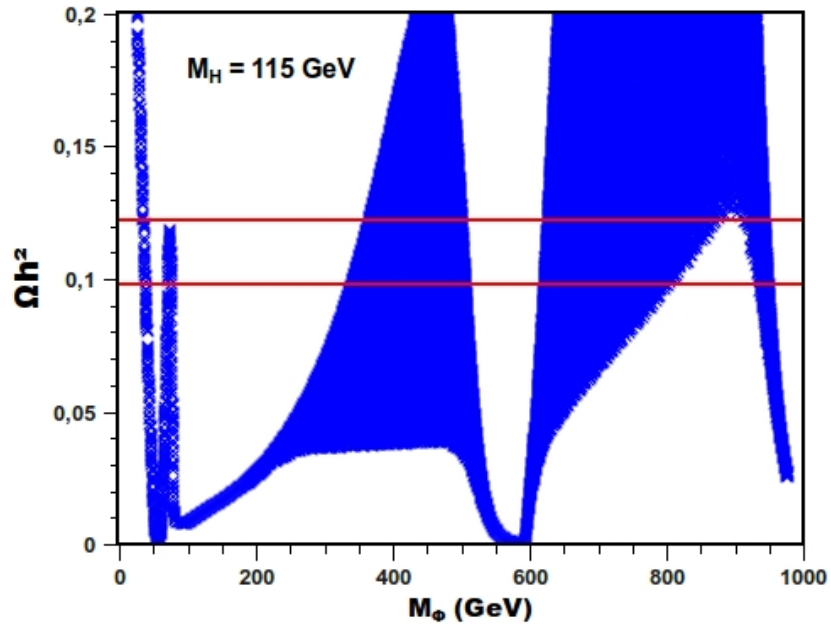


Figura 4.5: Abundância do escalar ϕ para $M_H = 115 \text{ GeV}$ com $v_{\chi'} = 3 \text{ TeV}$.

Figs.(4.5)-(4.6), concluímos que a abundância do ϕ é bastante modificada pela massa do Higgs e que um Higgs leve oferece uma maior região do espaço dos parâmetros com a abundância

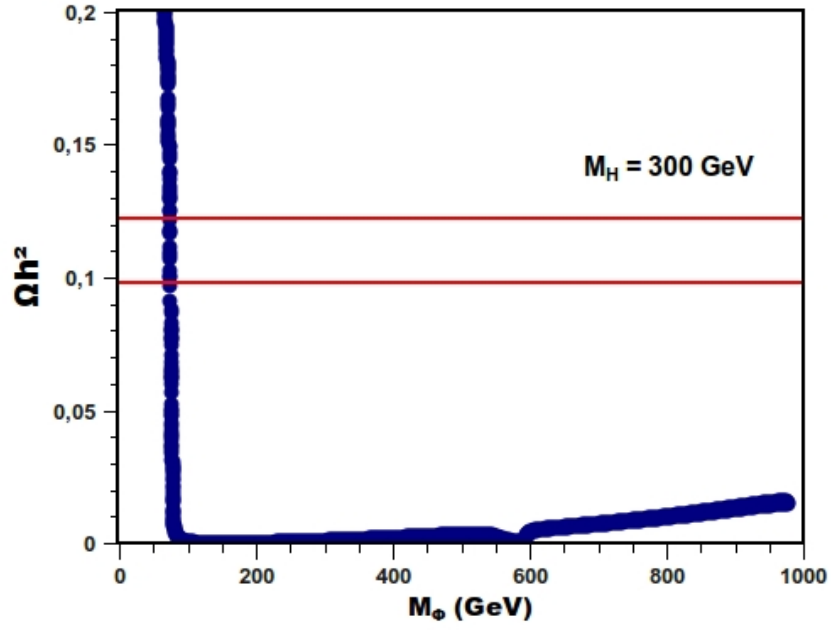


Figura 4.6: Abundância do escalar ϕ para $M_H = 300$ GeV com $v_{\chi'} = 3$ TeV.

correta.

Futuramente, ao falarmos da recente observação de um excesso em raios gama pelo satélite Fermi-LAT, estaremos interessados em WIMPs com massas menores que 80 GeV. Já adiantando, exibimos na Fig.(4.7) a abundância do ϕ com ênfase apenas nessa região de massa, com $110 \text{ GeV} < M_H < 150 \text{ GeV}$. Na Fig.(4.7) permitimos todos os possíveis canais de co-aniquilação do ϕ e deixamos $v_{\chi'}$ variar livremente entre 1 – 4 TeV.

Há diversos processos possíveis (com N_1, Z, Z', q' etc.). Todos esses processos são computados automaticamente com ajuda do microMEGAS. É valido lembrar que processos de co-aniquilação são relevantes quando a massa da partícula incidente que está sendo co-aniquilada, for próxima da massa do ϕ . Não iremos mostrar todos esses processos, mas com a tabela dada no Apêndice B, que mostra os acoplamentos triplices do ϕ muitos desses processos podem ser derivados.

Na Fig.(4.7), a região verde fornece a abundância correta enquanto a azul é para o regime

sub-dominante. A forma de “V” que aparece na Fig.(4.7) deve-se à seguinte razão: a seção de choque térmica possui um pico em $M_{WIMP} \sim M_H/2$. Como vimos, a abundância do WIMP é inversamente proporcional a seção de choque de aniquilação. Assim, esse pico causa uma supressão na abundância, de forma a entrarmos no regime sub-dominante, com $\Omega h^2 \sim 10^{-4}$ para $M_{WIMP} \sim M_H/2$. Como estamos variando a massa do Higgs entre 110 – 150 GeV aleatoriamente, acabamos obtendo uma forma de V na abundância para $50 \text{ GeV} \lesssim M_{WIMP} \lesssim 70 \text{ GeV}$. Na Fig.(4.8) invertemos o resultado da Fig.(4.7). Deixamos a massa do WIMP livre para va-

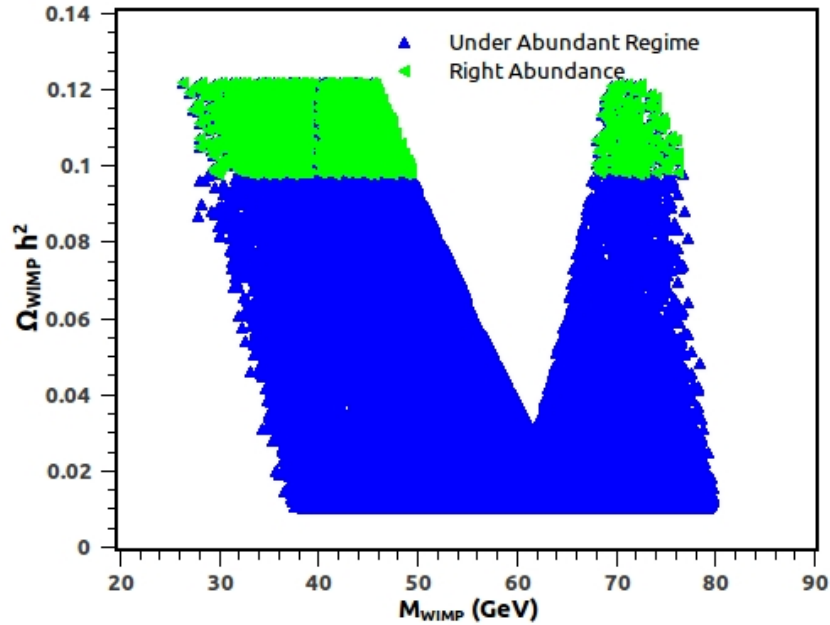


Figura 4.7: Abundância do WIMP (ϕ) em função de sua massa. Os pontos em verde são aqueles que fornecem a abundância correta medida pelo WMAP ($0.098 \leq \Omega h^2 \leq 0.122$) e os azuis uma abundância inferior a do WMAP ($0.01 \leq \Omega h^2 \leq 0.098$), com a massa do Higgs livre para variar entre 110 – 150 GeV e $v_{\chi'}$ variando entre 1 – 4 TeV.

riar entre $20 \text{ GeV} < M_\phi < 80 \text{ GeV}$ e calculamos a abundância em função da massa do Higgs. Como já argumentamos anteriormente, a massa do Higgs e seus acoplamentos são extremamente importantes no cálculo da abundância do ϕ (sem a inclusão de co-aniquilação), mas olhando a figura observamos que a abundância do ϕ é indiferente à região de massa do Higgs entre 110 – 150 GeV, quando incluímos todos os processos de co-aniquilação. Em resumo, o

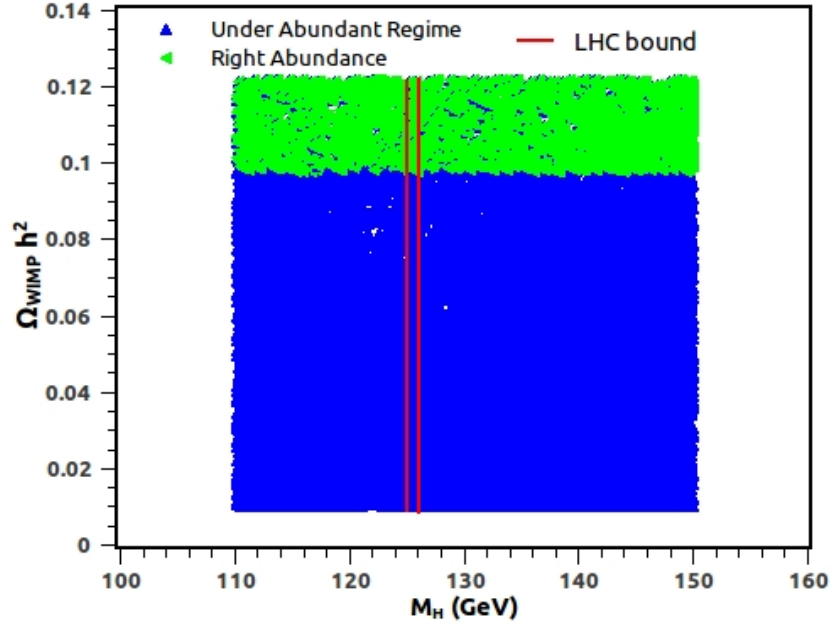


Figura 4.8: Abundância do WIMP (ϕ) em função da massa do Higgs com $20 \text{ GeV} < M_\phi < 80 \text{ GeV}$, com $v_{\chi'}$ variando entre $\sim 1 - 10 \text{ TeV}$.

modelo contém dois WIMPs em dois regimes diferentes. Um onde o N_1 (neutrino estéril) é o WIMP do modelo capaz de explicar toda a abundância de ME, e outro onde o escalar complexo ϕ pode compor a ME do Universo, como podemos ver nas Fig.4.3 e Fig.4.5.

Agora precisamos verificar se nossos WIMPs satisfazem os vínculos referentes à seção de choque WIMP-nucleon do XENON100, assim como investigar se um dos nossos WIMPs pode explicar os dois eventos em excesso observados pelo CDMS-II.

4.3.1 Detecção Direta

Já discutimos extensivamente os métodos de detecção direta e detalhes dos experimentos no Apêndice A.6.1. Portanto, iremos direto para os resultados do modelo.

Os processos que contribuem para a seção de choque spin-independente do N_1 e ϕ estão apresentados nas Figs.(4.9)-(4.10).

É importante destacar que caso estivéssemos considerando correções radioativas, haveriam

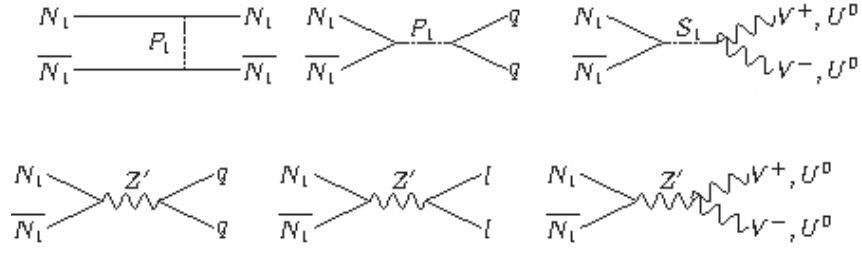


Figura 4.9: Processos que contribuem para a seção de choque WIMP-nucleon do N_1 .

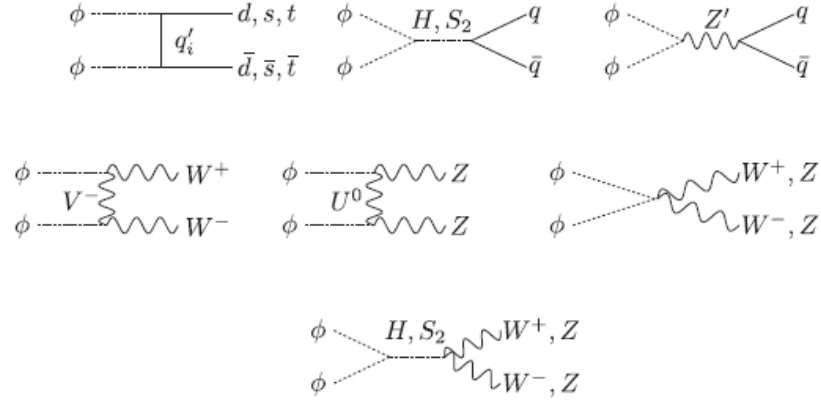


Figura 4.10: Processos que contribuem para a seção de choque WIMP-nucleon do ϕ .

mais processos que estariam presentes nas Figs.(4.9)-(4.10).

Em geral tais processos são suprimidos comparados com os processos em nível de árvores mostrados. Entretanto, há um processo em especial mediado pelo Higgs com um loop triângulo de quarks que é bastante relevante devido à massa do quark top. Como o ϕ se acopla com o Higgs (ver Apêndice B), esse processo deve e será computado automaticamente com auxílio do pacote microMEGAS [26]. No caso do N_1 , tal processo é inexistente, pois o N_1 não se acopla com o Higgs.

Com isto em mente, exibimos a seção de choque spin independente do N_1 com quarks na Fig.(4.11). Para entender o comportamento da curva na Fig.(4.11) precisamos esclarecer alguns fatos.

Primeiro, os vértices envolvendo o bóson de gauge Z' envolvem apenas acoplamentos de gauge. Segundo, o pseudo-escalar P_1 se acopla com N_1 proporcionalmente a massa do neu-

trino. Consequentemente, os únicos parâmetros livres que entram na seção de choque spin-independente do N_1 é a sua massa e o valor de $\nu_{\chi'}$. Exatamente por isto que apresentamos a seção de choque de espalhamento para $\nu_{\chi'} = 2, 3$, e 4 TeV na Fig.(4.11).

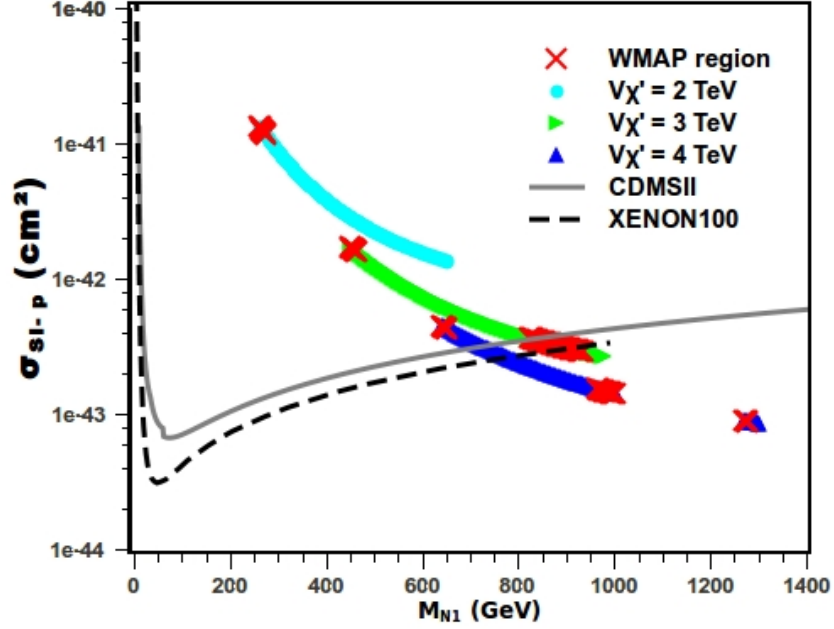


Figura 4.11: Seção de choque WIMP-próton para o N_1 . As curvas no sentido de cima para baixo são para $\nu_{\chi'} = 2, 3$ e 4 TeV. As curvas de exclusão foram obtidas via [49]. Os pontos em vermelho fornecem a abundância correta do WMAP os outros são para o regime sub-dominante

Na verdade na Fig.(4.11) apresentamos a seção de choque de espalhamento WIMP-próton, porque a seção de choque de espalhamento WIMP-nêutron é uma ordem de magnitude menor. Isto ocorre porque o neutrino se acopla mais fortemente com quark up por meio de precessos mediados pelo bóson Z' .

Da Fig.(4.11) percebemos que o neutrino estéril constitui um bom candidato à ME fria obedecendo os limites mais restritivos para o caso que $\nu_{\chi'} \geq 3$ TeV, pois, à medida que aumentamos o valor de $\nu_{\chi'}$ estamos aumentando as massas dos mediadores das interações e consequentemente suprimindo a seção de choque.

Este fato é bastante interessante, pois através da busca por ME nos detectores, podemos

inferir um vínculo sobre a escala de quebra espontânea de simetria do 3-3-1. Neste caso concluímos que $v_{\chi'} \geq 3$ TeV.

Na escala de TeV, o 3-3-1 possui uma rica fenomenologia a ser explorada a respeito dos sinais preditos pelo modelo 3-3-1LHN no LHC, tais como a presença do Z' nas correntes neutras e dos novos bósons de gauge carregados $V^\pm$ nas correntes carregadas. Tais investigações foram realizadas em [44].

O espaço vazio na Fig.(4.11) aparece porque o mesmo se refere ao regime em que N_1 é super-abundante, ou seja para $(\Omega h^2 > 0.122)$, por isso não exibido na figura. Quanto ao escalar ϕ , obtemos os resultados apresentados nas Figs.(4.12)-(4.15), para $M_H = 115, 300$ GeV, respectivamente. Para que possamos entender os resultados exibidos nas Figs.(4.12)-(4.15),

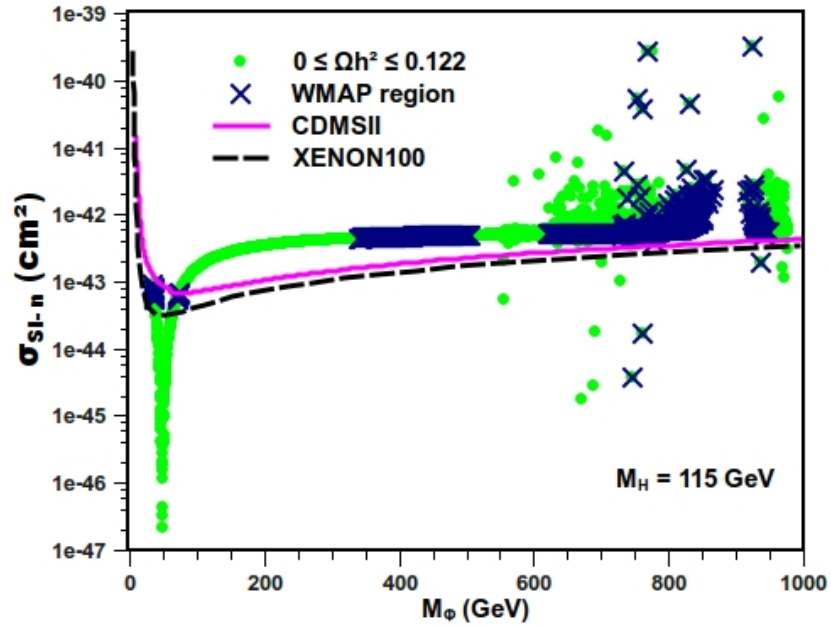


Figura 4.12: Seção de choque WIMP-nucleon para $M_H = 115$ GeV e $v_{\chi'} = 3$ TeV. Os pontos em verde são para $\Omega_\phi < \Omega_{WMAP}$, enquanto os azuis são com $\Omega_\phi = \Omega_{WMAP}$.

precisamos esclarecer alguns fatos relacionados à seção de choque de espalhamento do ϕ .

Primeiro, a dependência da seção de choque nos acoplamentos de Yukawa dos quarks, que são admitidos ser da ordem da unidade, pode ser invertida de tal forma que a seção de choque

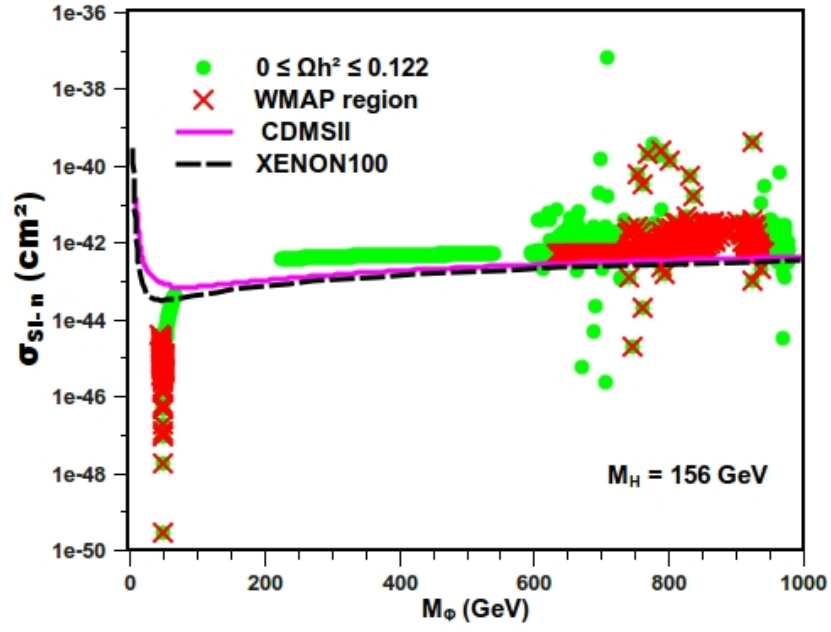


Figura 4.13: Seção de choque WIMP-nucleon para $M_H = 156$ GeV e $v_{\chi'} = 3$ TeV.

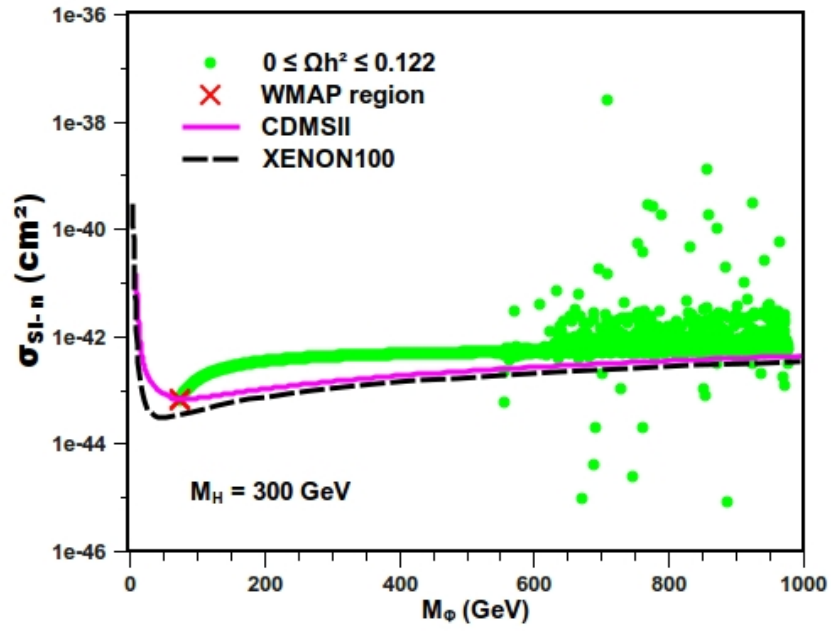


Figura 4.14: Seção de choque WIMP-nucleon para $M_H = 300$ GeV e $v_{\chi'} = 3$ TeV.

dependa das massas dos quarks. Segundo, a dependência da seção de choque sobre a massa do S_2 é determinada por $v_{\chi'}$. Terceiro, a seção de choque depende também dos acoplamentos do Z' e de sua massa. Como os acoplamentos envolvidos são de gauge, os mesmos são constantes, enquanto a massa do Z' depende apenas de $v_{\chi'}$. Por último, a seção de choque depende da massa

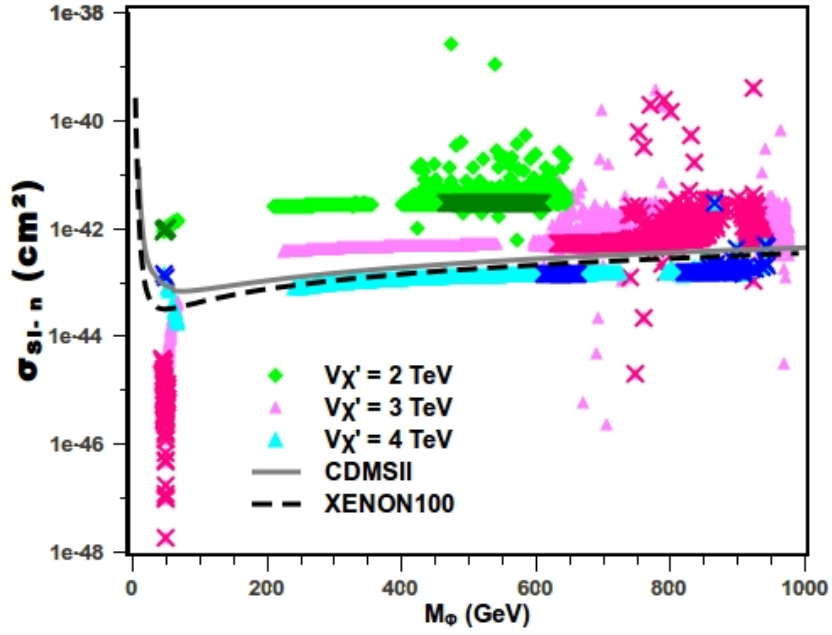


Figura 4.15: Seção de choque WIMP-nucleon com $M_H = 156$ GeV e $v_{\chi'}$ variando livremente entre 2 – 4 TeV. Pontos claros com $\Omega < \Omega_{WMAP}$ e os escuros com $\Omega = \Omega_{WMAP}$.

do Higgs como podemos verificar, facilmente, olhando a Fig.(4.10).

Consequentemente os únicos parâmetros livres são as massas dos novos quarks, a massa do Higgs, a massa do WIMP ϕ e a escala de quebra de simetria do 3-3-1, $v_{\chi'}$.

Comparando as Figs.(4.12)-(4.14) concluímos que a seção de choque WIMP-nucleon sem incluir co-aniquilação é bastante sensível à massa do Higgs, e que um Higgs leve ($M_H < 200$ GeV) fornece uma maior região do espaço dos parâmetros que reproduz a abundância correta livre dos vínculos experimentais.

Os pontos espalhados para $M_\phi \geq 500$ GeV nos gráficos acima são causados pela mudança na massa dos quarks pesados, que deixamos livre, para variar em torno de $636 \text{ GeV} \leq M_{q'_i} \leq 2 \text{ TeV}$.

O impacto das massas do S_2 e Z' na seção de choque é determinado pelo valor de $v_{\chi'}$. Assim, na Fig.(4.15) exibimos o resultado para a seção de choque de espalhamento WIMP-nucleon para $v_{\chi'} = 2, 3$ e 4 TeV. Nela fixamos $M_H = 156$ GeV. Os pontos com cores claras são

com $\Omega h^2 \leq 0.098$, enquanto pontos com cores escuras fornecem a abundância correta.

Concluimos, analisando as Figs.(4.12)-(4.15), que os limites vindos da detecção direta de ME desfavorecem uma quebra espontânea da simetria do 3-3-1 menor que 3 TeV, conforme aconteceu para o caso em que N_1 era o WIMP.

Mais ainda, para WIMPs pesados (massas maiores que 200 GeV), o ϕ como WIMP, está excluído, ou na iminência de ser testado pelos experimentos, enquanto que, para $M_\phi < 80$ GeV, há uma região interessante que obedece os vínculos e que será abordada com mais detalhes adiante.

Se calcularmos a seção de choque WIMP-nucleon, quando o ϕ é o WIMP do modelo, permitindo a massa do Higgs estar entre 115 – 300 GeV, obtemos o resultado exibido na Fig.(4.16).

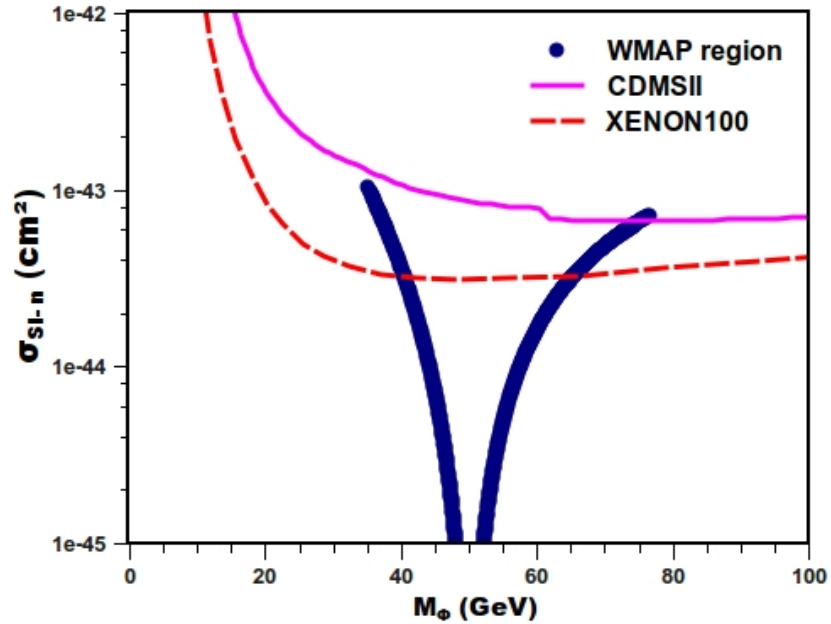


Figura 4.16: Seção de choque WIMP-nucleon do ϕ com $115 \text{ GeV} \leq M_H \leq 300 \text{ GeV}$ e $v_{\chi'} = 3 \text{ TeV}$. A região com $10^{-43} \text{ cm}^2 \leq \sigma_{SI} \leq 10^{-44} \text{ cm}^2$ com $20 < M_\phi < 60 \text{ GeV}$ é a região que explica os dois espalhamentos tipo-WIMP observados pelo CDMS-II.

Observe que o escalar ϕ possui uma seção de choque de espalhamento entre $10^{-43} \text{ cm}^2 \leq$

$\sigma_{SI} \leq 10^{-44} \text{ cm}^2$ para $20 < M_\phi < 60 \text{ GeV}$. Esta região de seção de choque $\times$ massa é exatamente a região que explica a observação dos dois eventos em excesso observados pelo CDMS-II [50] e que não está excluída pelos recentes limites do XENON100.

Assim, o 3-3-1 por meio do escalar ϕ , é capaz de explicar os eventos em excesso ao background relatados pelo CDMS-II no final de 2009. Atualmente, não sabemos ao certo se tais eventos são de fato background ou devido a espalhamentos de WIMPs, pois um grupo fora do colaboração do CDMS, mostrou usando dados do próprio CDMS que há diversos eventos classificados pela colaboração como zero-charge (tidos como background) que seriam na verdade com uma probabilidade de $10^4\%$ provocados por WIMPs (ver seção A.6.1).

Desta forma, deixaremos em aberto a possibilidade desses dois eventos serem ou não uma evidência da observação de espalhamentos de WIMPs.

Agora mostraremos na Fig.(4.17) ($110 \text{ GeV} \leq M_H \leq 300 \text{ GeV}$) e na Fig.(4.18) (com $M_H = 125 \text{ GeV}$) a seção de choque WIMP-nucleon do ϕ com a inclusão de todos os possíveis processos de co-aniquilação do ϕ . Os resultados apresentados nas Figs.(4.17)-(4.18) representam a seção de choque WIMP-nucleon para todos os pontos exibidos nas Figs.(4.7)-(4.8), respectivamente. Lembrando, que permitimos $v_{\chi'}$ variar livremente entre $1 - 4 \text{ TeV}$. Das Figs.(4.17)-(4.18) concluímos que ao incluirmos os processos de co-aniquilação no cálculo da abundância do ϕ , obtemos mais pontos que reproduzem a abundância correta e que permanecem consistentes com os vínculos mais atuais tanto do XENON100 como do CDMS. Segundo, ao fixarmos a massa do Higgs em 125 GeV , o resultado é qualitativamente o mesmo, mas com mais pontos fornecendo a abundância correta para $M_{WIMP} \leq 40 \text{ GeV}$. Diferentemente do que ocorria quando não incluimos co-aniquilação, conforme observado nas Figs.(4.12)-(4.15).

Agora que já discutimos todos os resultados do modelo no que diz respeito à detecção direta

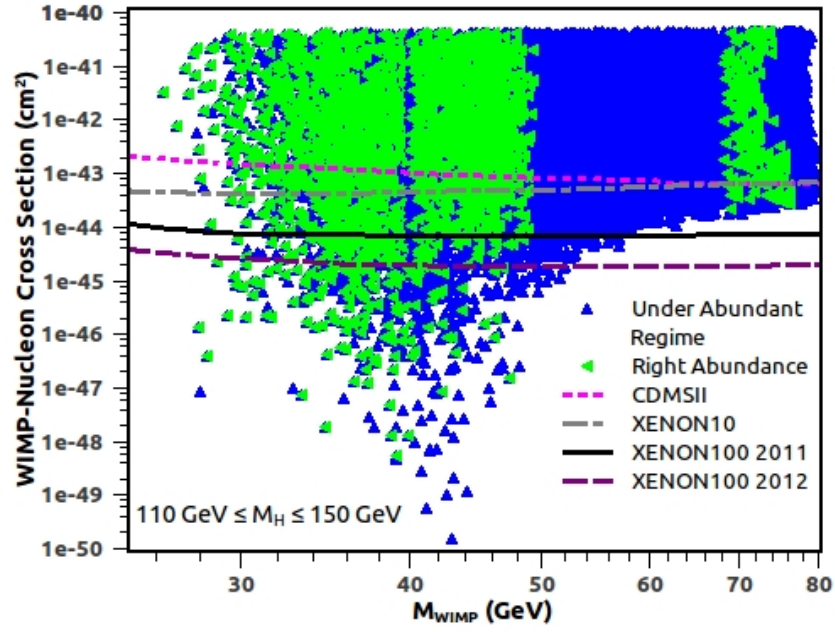


Figura 4.17: Seção de choque WIMP-nucleon do ϕ com $110 \text{ GeV} \leq M_H \leq 300 \text{ GeV}$ e $v_{\chi'} = 1 - 4 \text{ TeV}$. A região com $10^{-43} \text{ cm}^2 \leq \sigma_{SI} \leq 10^{-44} \text{ cm}^2$ com $20 < M_\phi < 60 \text{ GeV}$ é a região que explica os dois espalhamentos tipo-WIMP observados pelo CDMS-II.

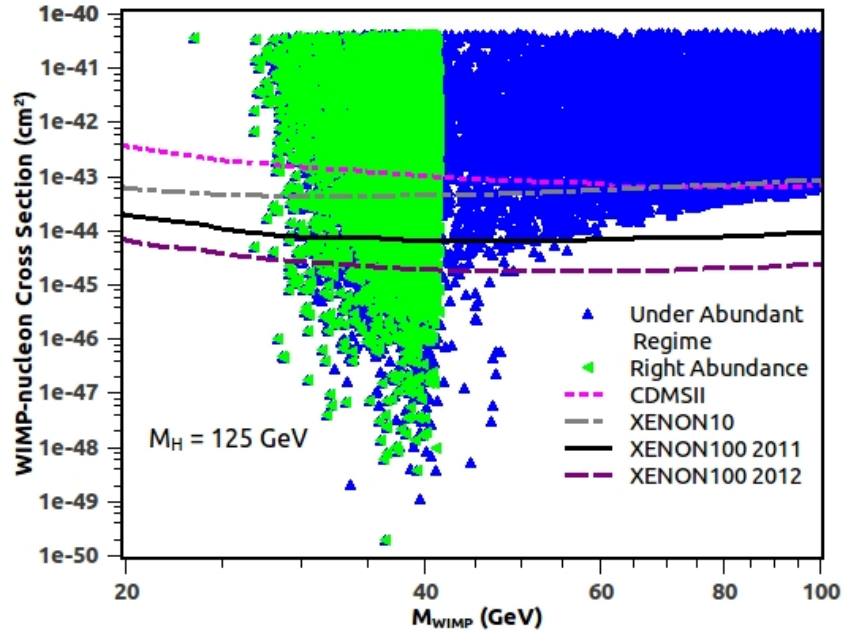


Figura 4.18: Seção de choque WIMP-nucleon do ϕ com $M_H = 125 \text{ GeV}$ e $v_{\chi'} = 1 - 4 \text{ TeV}$. A região com $10^{-43} \text{ cm}^2 \leq \sigma_{SI} \leq 10^{-44} \text{ cm}^2$ com $20 < M_\phi < 60 \text{ GeV}$ é a região que explica os dois espalhamentos tipo-WIMP observados pelo CDMS-II.

de WIMPs no modelo 3-3-1LHN e vimos que o mesmo fornece uma explicação para os eventos observados pelo CDMS-II, podemos verificar se este modelo é também capaz de explicar o

excesso em raios gama observado pelo satélite Fermi-LAT.

4.4 Detecção Indireta

Para que possamos identificar as propriedades das partículas que compõem a ME e desvendar sua natureza, precisamos combinar observações e dados provenientes de diferentes fontes. Um método bastante importante e explorado atualmente devida a grande quantidade de experimentos é a detecção indireta de ME. Esse método consiste da detecção dos produtos finais oriundos da aniquilação de WIMPs em determinadas regiões do Universo. Devido à grande densidade de ME no centro da nossa galáxia, esperamos que um fluxo mensurável de pares de partículas do MP seja produzido em excesso ao background astrofísico. Em particular raios gama.

Raios gama são particularmente interessantes, pois apontam para a fonte de onde foram gerados ajudando no processo de discriminação de background. O centro da galáxia (GC), é um melhores lugares para se procurar por aniquilação de WIMPs, por ser o mais brilhante em radiação gama, possui uma grande densidade de WIMPs, e por ser uma região com grande quantidade de dados experimentais.

O fluxo de raios gama provenientes da aniquilação de WIMPs conforme foi visto na seção A.5 é dado por,

$$\phi_\gamma(E_\gamma, \psi) = \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \frac{\langle \sigma v \rangle}{8\pi M_{WIMP}^2} \int_{los} \rho^2(r) dl, \quad (4.22)$$

onde $\langle \sigma v \rangle$ é a seção de choque de aniquilação vezes a velocidade relativa dos WIMPs ($v \simeq 10^{-3} c$), ψ é o ângulo observado com relação ao eixo que liga a Terra ao centro da galáxia, $\rho(r)$ é a distribuição de matéria ao longo da linha de visão entre o observador e a fonte, $\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}$ é o espectro de energia por aniquilação, e M_{WIMP} é a massa do WIMP.

No lado direito da Eq.(4.22) temos duas informações de origens distintas. A integral coleta informações astrofísicas, enquanto os outros termos são provenientes do modelo adotado em física de partículas. No nosso caso o 3-3-1LHN.

É importante notar que o modelo escolhido em física de partículas determina a massa do WIMP e a seção de choque de aniquilação nos estados finais que estamos considerando.

Portanto, se fixarmos o modelo de distribuição de ME, e os canais de aniquilação, há apenas dois parâmetros livres restantes, que são a massa do WIMP e seção de choque térmica. Baseado nisso, investigaremos a possibilidade de explicar a emissão de raios gama oriundos do GC em nosso modelo.

Analizando dados do Satélite Fermi-LAT a partir de 14 de Agosto-2008 até 3 de Agosto de 2011, usando dados classificados como ULTRACLEAN (dados com pouca contaminação de raios cósmicos), um grupo concluiu que após subtrair a emissão de raios gama vindos de fontes pontuais e raios cósmicos, havia uma quantidade de raios gama vindos da região interior a 5° do GC [51]. Esta emissão remanescente de raios gama também foi observada em outro trabalho [52].

Várias hipóteses foram levantadas com o propósito de explicar essa emissão de fótons vinda do GC. Uma delas, foi que esses raios gama eram produzidos por prótons que foram acelerados pela presença de um buraco negro no GC, prótons estes que colidiriam com o material interestelar produzindo píons, que por sua vez decairiam em raios gama. Entretanto, como a morfologia (distribuição do fluxo de fótons em função da latitude e longitude) não parece vir de uma região pontual como um buraco negro, essa alternativa foi descartada.

Outra tentativa foi supor a existência de uma população de pulsares com um período de mili-segundos (mili-segundo porque nesse caso seriam difíceis de serem detectadas) com um

espectro de energia duro (com índice espectral da ordem de 1). Porém, esta possibilidade parece no mínimo improvável, pois das 46 pulsares identificadas atualmente no catálogo do Fermi-LAT, 44 delas possuem um índice espectral maior que um.

Por esta razão, parece bastante provável que essa emissão de raios gama seja resultado da aniquilação de WIMPs no GC. Com isto em mente, um grupo usando um halo de distribuição do tipo NFW com $\gamma = 1.3$ (ver seção A.3.2) conclui que 70 – 100% desta emissão pode ser, de fato, oriunda da aniquilação de WIMPs, para os casos que os WIMPs se aniquilem principalmente em $b\bar{b}$ com $M_{WIMP} \sim (15 - 45)$ GeV e uma seção de choque de aniquilação de $\sim 10^{-26} \text{cm}^3/\text{s}$. Delimitada pela região verde na Fig.(4.19).

Na Fig.(4.19), mostramos a seção de choque de aniquilação do nosso WIMP em função de sua massa para o caso que o ϕ se aniquila predominantemente em $b\bar{b}$ ($> 50\%$). Os pontos azuis escuro são aqueles que fornecem a abundância correta e os azuis claro os com $0.01 < \Omega_\phi h^2 < 0.098$. Em todos os pontos em azul deixamos a massa do Higgs variar livremente entre 110 – 150 GeV. Os pontos rosa são para $125 \text{ GeV} \leq M_H \leq 130 \text{ GeV}$.

Assim, a partir da Fig.(4.19), notamos que nosso WIMP pode simultaneamente explicar a emissão de raios gama do GC observada pelo Fermi-LAT, com um Higgs de 125 GeV, e reproduzir a abundância correta medida pelo WMAP7. É válido ressaltar que para $M_{WIMP} < M_Z/2$, nenhum vínculo pode ser derivado com relação a largura invisível do Z aqui, pois devido à simetria G, o nosso WIMP sempre é produzido em associação com outra partícula do 3-3-1 que é sempre mais pesada que o Z.

Até este momento, mostramos que nossos WIMPs são capazes de ser a ME do Universo e que o escalar complexo ϕ é um viável candidato à ME sendo capaz de explicar sinais de detecção direta (CDMS-II) e indireta (Fermi-LAT) de ME.

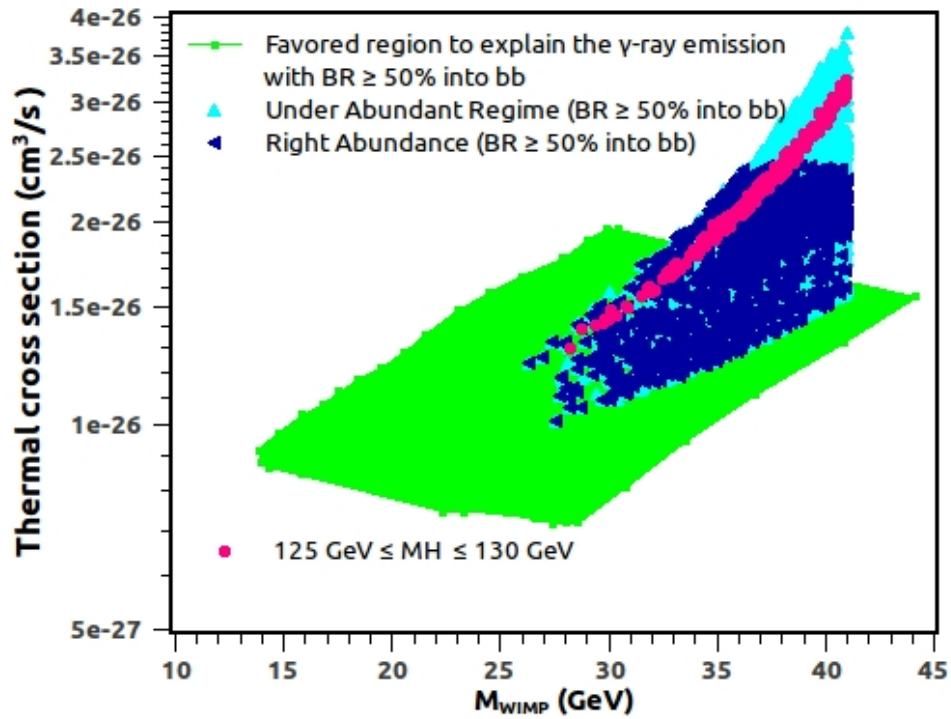


Figura 4.19: Seção de choque de aniquilação em função da massa do WIMP (ϕ). Os pontos azuis escuro são aqueles que fornecem a abundância correta e os azuis claro os que $0.01 < \Omega_\phi h^2 < 0.098$. Em todos os pontos azuis deixamos a massa do Higgs variar livremente entre 110 – 150 GeV. Os pontos rosa são para $125 \text{ GeV} \leq M_H \leq 130 \text{ GeV}$.

Adiante iremos explorar a conexão entre estas observações de detecção direta e indireta de ME com a recente descoberta de um bóson de Higgs no LHC.

4.5 Conexão com o Higgs

Como estamos na era do LHC a complementariedade entre detecção direta, indireta e colisores tem se tornado um importante meio de distinguir diferentes modelos de física de partículas que possuem predições semelhantes no que diz respeito à ME.

Portanto, nesta seção iremos conectar a busca pelo Higgs no LHC com os sinais de detecção direta e indireta já abordados nesse capítulo. Em particular, a emissão de raios gama pelo GC.

A descoberta de um bóson pelo CMS e ATLAS, individualmente, foi um grande passo dado na compreensão do mecanismo de geração de massa das partículas elementares [53]. Agora,

que temos observado um bóson com 5σ , devemos verificar quais as propriedades desse bóson que com grande precisão, que suporemos se tratar do Higgs. Em particular, medir com precisão quais são os branching ratio dos principais canais de decaimento do Higgs, para que possamos começar a identificar a que modelo o Higgs descoberto pertence.

Enquanto o TEVATRON é mais sensível à produção associada do Higgs com $b\bar{b}$ no estado final, no LHC a produção via fusão de glúons com $\gamma\gamma$ no estado final, foi um dos canais mais importantes na descoberta do Higgs, e foi um dos canais mais importantes na determinação da massa do Higgs, devido à ótima resolução de energia nesse canal.

Conforme reportado pelas duas colaborações, o Higgs observado parece ser consistente com o do MP, exceto por um excesso de 2σ em fótons com relação ao que se espera do MP¹. Isto tem motivado a aparição de diversos modelos capazes de gerar uma seção de choque de produção ou branching ratio maior que o do MP.

Como este excesso é de apenas 2σ , possivelmente seja resultado de uma flutuação de background. Será essa hipótese que suporemos aqui. Desta forma o modelo 3-3-1LHN deve reproduzir os resultados do MP para que possa estar de acordo as observações do LHC, no que diz respeito ao Higgs.

No 3-3-1LHN, a seção de choque de produção do Higgs é igual a do MP, pois os quarks do 3-3-1LHN não se acoplam com o Higgs. Portanto, precisamos apenas verificar se os branching ratio do 3-3-1LHN são iguais a do MP.

Bem, quando $M_\phi < M_H/2$, o bóson de Higgs decai dominantemente em pares de WIMPs (ϕ), conforme mostrado na Fig.(4.20). Na Fig.(4.20) exibimos o branching $H \rightarrow WIMP +$

¹O que se mede é seção de choque de produção $\times$ branching ratio. Assim há um excesso na seção de choque de produção ou branching ratio em dois fótons.

WIMP em função de sua massa para dois valores da massa do ϕ . A expressão para largura de decaimento está derivada na seção 4.7 deste capítulo. É valido salientar, que obviamente incluímos todos canais de decaimento na obtenção deste branching ratio. Da Fig.(4.20) nota-

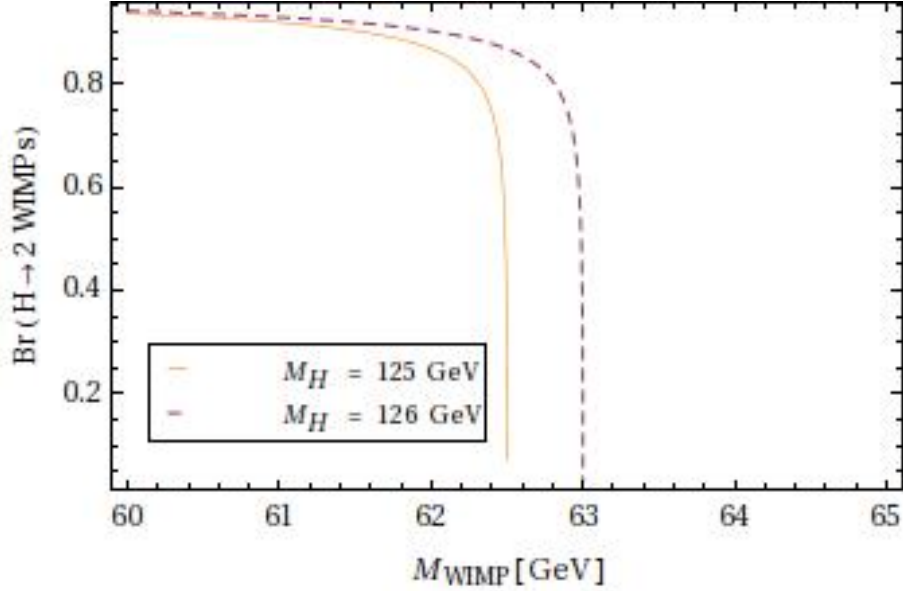


Figura 4.20: Branching ratio do Higgs em dois WIMPs. A linha laranja sólida é para $M_H = 125$ GeV, enquanto a tracejada é para $M_H = 126$ GeV. Em particular para $M_H = 125$ GeV e $M_{WIMP} = 62.5$ GeV, $BR(H \rightarrow \gamma\gamma) \simeq 1.45 \times 10^{-3}$, $BR(H \rightarrow b\bar{b}) \simeq 0.733$, e $BR(H \rightarrow \tau\bar{\tau}) \simeq 4 \times 10^{-2}$. Não mostramos esses resultados na figura por questão de visualização.

mos que quando $M_\phi < M_H/2$, obtemos um branching ratio de 90% em WIMPs que é completamente excluído pelo LHC. $3-3-1LHN$ fornece um branching ratio de $\sim 90\%$, que está completamente excluído pelo LHC. Como $M_H = 125$ GeV, concluímos que o LHC impõem que $M_\phi > 62.5$ GeV. Entretanto, necessitávamos que $M_\phi \sim 30$ GeV para explicar o sinal do Fermi-LAT e do CDMS-II.

Exatamente neste ponto que a complementariedade que mencionamos no início desta seção torna-se importante. Ao combinarmos observações vindas do LHC, CDMS-II e Fermi-LAT, concluímos que o escalar ϕ é incapaz de explicar o excesso em raios gama e o excesso do CDMS-II, pois o mesmo conduz a um branching ratio excluído pelo LHC e TEVATRON.

Em particular, o caso que $M_{WIMP} = 20$ GeV e $M_H = 125$ GeV, obtemos $BR(H \rightarrow \gamma\gamma) \simeq$

2.9×10^{-5} e $BR(H \rightarrow b\bar{b}) \simeq 1.4 \times 10^{-2}$, e $BR(H \rightarrow \tau\bar{\tau}) \simeq 7.9 \times 10^{-4}$. Note que a largura em 2γ nesse caso é aproximadamente duas ordens de magnitude menor que a do MP.

Como a largura do Higgs em WIMPs decai rapidamente a medida que a massa do ϕ se aproxima de $M_H/2$, para o caso que $M_\phi > M_H/2$ este modelo reproduz os branching ratio do MP. Podemos comprovar isto observando que nas Figs.(4.21)-(4.23) a razão dos branching ratio do 3-3-1LHN sobre o do MP é igual a unidade para os canais $bb, 2\gamma, \tau\tau$.

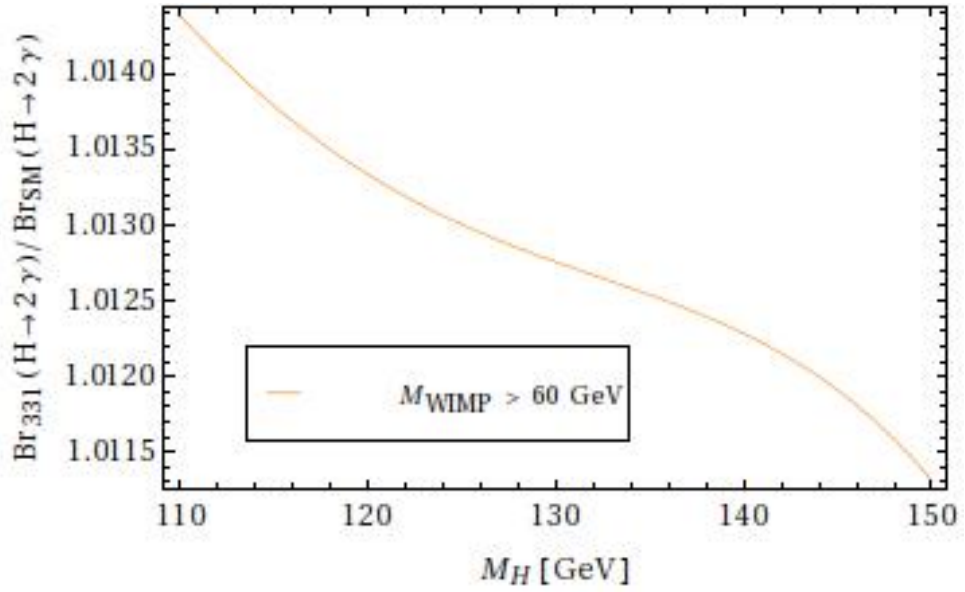


Figura 4.21: Razão dos branching ratio $H \rightarrow \gamma\gamma$ no 3-3-1LHN sob o do MP, para o caso que $M_{WIMP} > M_H/2$.

4.6 Conclusões

Mostramos nesse capítulo que o 3-3-1LHN possui dois WIMPs em seu espectro capazes de fornecer a abundância correta com massas que vão de 30 GeV até ~ 1 TeV. Posteriormente, vimos que tanto o N_1 como o ϕ , possuem uma região do espaço de parâmetros que obedece os vínculos mais importantes vindos dos experimentos de detecção direta, em particular, XENON e CDMS, com apenas 2 parâmetros livres, tanto no caso N_1 (massa do Z' e massa do N_1) como

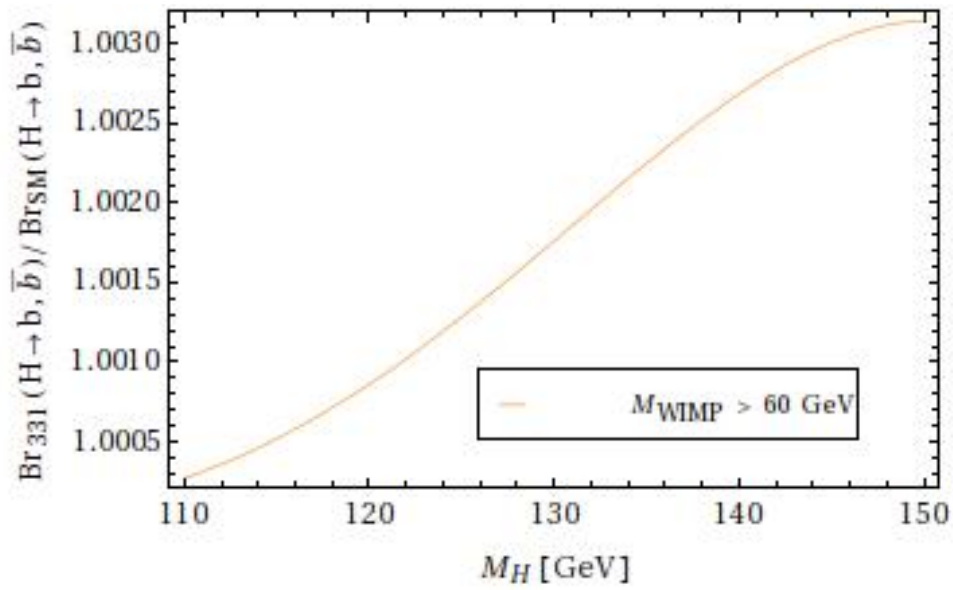


Figura 4.22: Razão dos branching ratio $H \rightarrow b\bar{b}$ no 3-3-1LHN sob o do MP para o caso que $M_{WIMP} > M_H/2$.

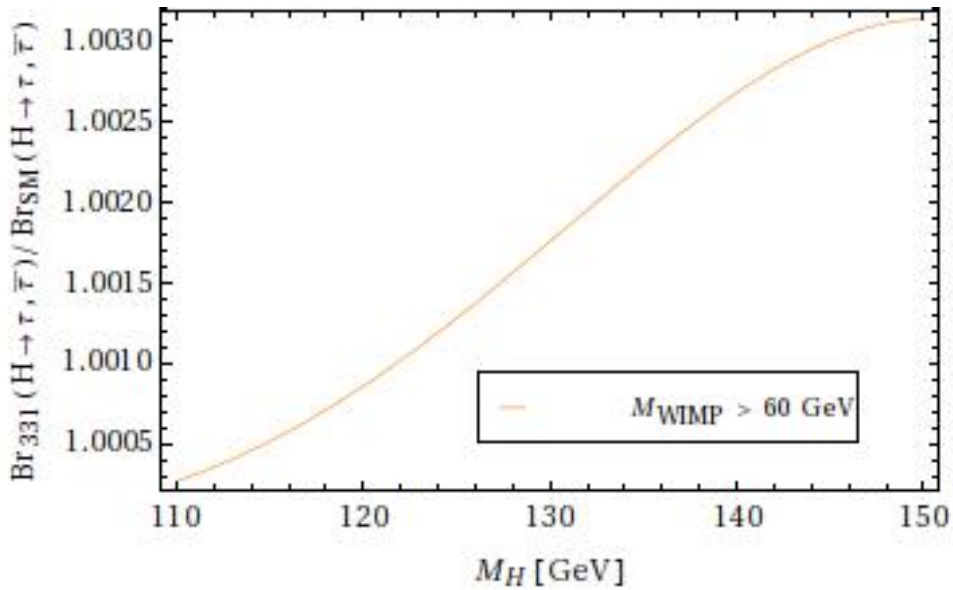


Figura 4.23: Razão dos branching ratio $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$ no 3-3-1LHN sob o do MP para o caso que $M_{WIMP} > M_H/2$.

no caso do escalar ϕ (massa do ϕ e massa do Higgs).

Desses resultados, concluímos que um Higgs leve é preferível e que vínculos do XENON exigem que a escala de quebra do 3-3-1 seja maior que 3TeV, para o caso que não há processos de co-aniquilação.

Depois mostramos na Fig.(4.16) que o ϕ como WIMP é capaz de explicar o excesso de eventos observados pelo CDMS-II, e na Fig.(4.19) que pode ser a origem do excesso em raios gama observado pelo satélite Fermi-LAT, se sua massa for menor que $M_\phi < M_H/2$.

Posteriormente exploramos a complementariedade entre detecção direta, indireta e LHC, mostrando que mesmo sendo capaz de explicar os eventos do CDMS-II e o excesso do Fermi-LAT, o escalar ϕ não pode ser mais leve que $M_H/2$, pois nesse regime o Higgs decairia com um branching ratio da ordem de 90% em $\phi\phi$. Resultado este totalmente excluído pelo LHC.

Por último, mostramos que no regime que $M_\phi > M_H/2$, o 3-3-1LHN se confunde com o MP, reproduzindo as mesmas larguras em $b\bar{b}$, $\gamma\gamma$ e $\tau\tau$. Portanto, caso os excessos observados pelos experimentos de detecção direta e indireta de ME sejam interpretados como background futuramente, o 3-3-1LHN se mostra uma ótima alternativa ao MP por reproduzir os dados do LHC.

4.7 Lagura Invisível $H \rightarrow WIMP + WIMP$

Largura invisível $H \rightarrow WIMP + WIMP$ no 3-3-1LHN é dada,

$$\Gamma_{WIMP} = \frac{\lambda_{(H\Phi\Phi)}^2}{32\pi} \frac{\sqrt{M_H^2 - 4M_{WIMP}^2}}{M_H^2}, \quad (4.23)$$

onde,

$$\lambda_{(H\Phi\Phi)} = \frac{-1}{\sqrt{2}(1 + \frac{v^2}{v_\chi'^2})} (3\lambda_2 v + \frac{v^3}{2v_\chi'^2} + \lambda_7 \frac{v^3}{v_\chi'^2} + \lambda_7 v + \frac{v}{2}). \quad (4.24)$$

Aqui o termo WIMP refere-se ao escalar ϕ do modelo. Com $v = \frac{v_{SM}}{\sqrt{2}}$, e v_χ' é a escala de quebra da simetria 3-3-1.

É importante notar que os acoplamentos na Eq.(4.24) são determinados pela massa do

WIMP e do Higgs através das equações,

$$M_{WIMP}^2 = \frac{\lambda_7 + 1/2}{2}(v^2 + V^2), \quad (4.25)$$

$$M_H^2 = 3\lambda_2 v^2. \quad (4.26)$$

Por esta razão, fixando v'_χ podemos expressar a largura invisível do Higgs em função apenas da sua massa e da massa do WIMP.

5 *A Produção Não Térmica de Matéria Escura Pode se Comportar Como Um Neutrino Extra no Início do Universo*

5.1 Motivação

Os telescópios South Pole (SPT), Atacama Cosmology (ACT), e Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) ,têm ao longo dos anos, medido com precisão o espectro de potência da radiação cósmica de fundo. Essas medições possivelmente estão indicando a existência de uma quarta espécie de neutrino no início do Universo.

Neutrinos tem influência no espectro de potência da CMB, porque na época em que a CMB foi formada, os neutrinos juntamente com os fótons, eram as componentes mais abundante do Universo. O período em que houve o desacoplamento da CMB está relacionado com a densidade de radiação na época, que por sua vez está relacionada com a densidade de neutrinos (que depende do número de neutrinos relativísticos).

Tem-se entendido ao longo dos anos, que os dados cosmológicos apontam para a existência de um quarto neutrino. Entretanto, mostraremos neste trabalho que essa observação de um neutrino extra no início do Universo pode ser explicada por uma produção não térmica de WIMPs.

Desta forma, iremos propor que estes experimentos não estão observando um neutrino extra, eles estão na verdade observando uma produção não térmica de ME conforme mostrado em

[54] de onde esses resultados foram retirados.

5.2 Dados Observacionais

Medidas de precisão da CMB têm revelado que o espectro de potência possui anisotropias menores do que o esperado pelo MP com 3 neutrinos na região de ângulos pequenos. Efeito conhecido como “damping of small scale power”. Esta observação é interpretada como uma medida do número efetivo de neutrinos N_{eff} . Note que N_{eff} não é o número de neutrinos propriamente dito e sim o número de partículas relativísticas na época do desacoplamento da CMB. No caso do MP, N_{eff} é exatamente o número de neutrinos.

No MP cosmológico sabemos que $N_{eff} = 3.04$ [55]. Mas recentes medidas do WMAP7 combinadas a medidas da constante de Hubble e os efeitos de BAO (baryon acoustic oscillation) apontam para $N_{eff} = 4.34 \pm 0.86$ [56].

De modelo análogo, o telescópio Atacama mediu que $N_{eff} = 4.6 \pm 0.8$ [57], e o South Pole $N_{eff} = 3.86 \pm 0.42$ [58].

Embora estas três medições (WMAP+South Pole+ATACAMA) não desviem do valor padrão por mais de 2σ , coletivamente elas excluem o valor $N_{eff} = 3.04$ com 99% de confiança e apontam para $\Delta N_{eff} \sim 0.5 - 1.6$.

Mais recentemente no início de 2013, um grupo de pesquisadores mostrou que os dados mais atuais do South Pole e Atacama apontam para $N_{eff} = 3.76 \pm 0.34$ e $N_{eff} = 3.23 \pm 0.47$ respectivamente. Vale lembrar que estes resultados dependem dos valores dos parâmetros usados no ajuste dos dados da CMB. De qualquer forma resultados mais precisos do Planck previstos para ano o início de 2013 irão ratificar ou não essas observações.

5.3 Modelo e Resultados

A existência de um neutrino extra produz um impacto observado no espectro de potência da CMB como argumentamos anteriormente, pois ele altera a expansão do universo anterior a recombinação. Em outras palavras adia a igualdade matéria-radiação (IMR) [59].

Entretanto, a existência de um neutrino extra no início do Universo traria fortes consequências à síntese de elementos leves durante a BBN e ao processo de formação de estruturas.

Para evitar tais vínculos, iremos propor que as partículas de ME sejam produzidas não termicamente, através do decaimento de partículas bastante pesadas. Desta forma, as partículas de ME oriundas dos decaimentos seriam produzidas relativisticamente e se comportariam como radiação até o momento que sua energia cinética fosse dissipada devido a expansão do Universo, imitando assim, um neutrino no início do Universo.

De forma geral, podemos considerar qualquer cenário onde uma partícula pesada decai em uma mais leve e estável que será a ME do Universo.

Para entendermos como esse cenário se realiza precisamos primeiro relacionar a densidade de ME fria com a densidade de neutrinos.

Da definição de abundância $\Omega(a) = \rho/\rho_c$, achamos,

$$\rho_{ME} = \rho_c \Omega_{ME} a^3, \quad (5.1)$$

e analogamente,

$$\rho_\nu = \rho_c \Omega_\nu a^4 \frac{N_\nu}{3}. \quad (5.2)$$

Na IMR a razão da densidade de energia de neutrinos sobre a de ME fria é dada por,

$$\frac{\rho_\nu}{\rho_{ME}} = \frac{\Omega_\nu}{\Omega_{ME}} \frac{N_\nu}{3} \frac{1}{a_{eq}} = 0.69 \frac{\Omega_\gamma}{\Omega_{ME}} \frac{N_\nu}{3} \frac{1}{a_{eq}} \sim 0.49 \quad (5.3)$$

onde $\Omega_{CMB} \sim 0.0000484$, $\Omega_{ME} \sim 0.227$, N_ν é o número de espécies de neutrinos, e $a_{EQ} = 3 \times 10^{-4}$ é o fator de escala na IMR.

Fazendo $N_\nu = 1$ encontramos que a densidade de energia de um neutrino na IMR é 16% da densidade de energia da ME. Consequentemente, se a ME tivesse uma energia cinética equivalente com um fator de Lorentz $\gamma_X \sim 1.16$ na IMR, ela produziria um efeito similar ao caso em que o Universo tivesse uma espécie extra de neutrino relativístico.

Desta forma, o que precisamos é de um modelo capaz de fornecer essa energia cinética. Vamos supor que a partícula de ME (X) seja produzida através do decaimento de uma partícula X' conforme $X' \rightarrow X + \gamma$, onde tanto X como o fóton se comportam como radiação após o decaimento.

O fator de Lorentz da partícula X em função do fator de escala é dado por (ver apêndice D),

$$\gamma_X = 1 + \left(\frac{\tau}{t}\right)^{1/2} \left[\left(\frac{M_{X'}}{2M_X} - \frac{M_X}{2M_X'} - 1 \right) \right], \quad (5.4)$$

e na IMR,

$$\gamma_{X_{eq}} = 1 + 7.8 \times 10^{-4} \left(\frac{\tau}{10^6 \text{ s}} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{M_{X'}}{2M_X} - \frac{M_X}{2M_X'} - 1 \right) \right], \quad (5.5)$$

onde usamos $t_{eq} = 1.644 \times 10^{12} \text{ s}$.

Com isto, podemos relacionar o boost, que depende do tempo de vida de X' e das massas de X e X' , com um número de espécies de neutrinos que conduziriam à mesma expansão do Universo conforme:

$$\Delta N_{eff} = boost \times \frac{1}{0.49} \frac{1}{16\%} f, \quad (5.6)$$

onde f é a fração de ME produzida através do decaimento de X' .

Com isto,

$$\Delta N_{eff}^V = 4.8 \times 10^{-3} \left(\frac{\tau}{10^6 s} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{M_{X'}}{M_X} - \frac{M_X}{M_{X'}} - 2 \right) \right] f. \quad (5.7)$$

A partir da Eq.(5.7) concluímos que: (i), há apenas 3 parâmetros livres. A razão entre as massas, o tempo de vida de X' , e a fração de ME produzida via esse processo; (ii), a fração restante de ME (não produzida via o decaimento) é suposta ser termicamente produzida por algum mecanismo, de forma a manter a abundancia total de ME inalterada. Como iremos fixar f em $\sim 1\%$, esta forma de produção não térmica de ME não causará nenhum dano no processo de formação de estruturas como veremos adiante; (iii), como estamos tratando essa produção de ME num cenário independente de modelo, estamos supondo que o tempo de decaimento de X' é um parâmetro livre, mas na verdade o mesmo deveria depender das massas das partículas. Este caso deverá ser abordado em trabalhos futuros; Por último, os fóton produzidos no decaimento acima apesar de serem bastante energéticos no momento do decaimento eles se termalizam com os fótons da CMB via a produção de pares ($\gamma\gamma_{CMB} \rightarrow e^- e^+$) e via espalhamento Compton ($\gamma e^\pm \rightarrow \gamma e^\pm$).

Podemos checar que estes fótons produzidos no decaimento se termalizam, calculando o número de espalhamentos sofridos por estes fótons em função do redshift. Levando em conta apenas o processo de produção de pares via o processo $\gamma\gamma_{CMB} \rightarrow e^- e^+$, achamos que o número de espalhamentos é dado por,

$$\text{Número de espalhamentos} = \int Taxa \left(\frac{dt}{dz} \right) dz, \quad (5.8)$$

onde,

$$Taxa = c n_\gamma \sigma, \quad (5.9)$$

e,

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{s} \left(\text{Log} \left[\frac{\sqrt{s}}{m_e} \right] - 1 \right), \quad (5.10)$$

com $s = 4 E_1 E_2$, $E_1 = E_{1dec}(1+z)/(1+z_{eq})$ e $E_2 = 10^{-10} \text{MeV}(1+z)$, onde E_{1dec} é a energia inicial do fóton no momento do decaimento de X' , z_{eq} é o redshift na IMR, E_2 é energia do fóton da CMB em função do redshift.

Desta forma se $M'_X/M_X = 10^5 \text{ GeV}$, $E_{1dec} = 10^5 \text{ GeV}$. O Número de espalhamentos sofridos pelo fóton entre o desacoplamento ($z_{dec} = 10^7$) e a IMR ($z_{IMR} = 10^3$) seria de $\sim 10^{12}$.

Devido à enorme quantidade de interações sofridas entre o momento em que são produzidos à época da IMR, os fótons produzidos nos decaimentos se termalizam rapidamente com os fótons da CMB, causando nenhum impacto no espectro de potência da CMB. Naturalmente isso depende do momento em que o decaimento ocorre. Para decaimentos tardios, os fótons provenientes do decaimento não possuem tempo o suficiente para se termalizarem com o fótons da CMB causando um impacto no espectro de potência da CMB [60].

Entretanto, os vínculos provindos dessa alteração no espectro da CMB são menos rigorosos que os da BBN para a região de interesse nesse trabalho. Portanto, não iremos mencioná-los durante este capítulo.

Nas Figs.(5.1)-(5.2) mostramos que a mudança na expansão do Universo determinada pelo parâmetro de Hubble e pela variação do fator de escala, causada pela inclusão de um neutrino no modelo cosmológico padrão pode ser imitado pela produção não térmica de ME dependendo do tempo de vida e razões da massa de X' e X. Nas Figs.(5.1)-(5.2) fixamos $f = 0.01$, devido a vínculos vindos do processo de formação de estruturas que serão discutidos adiante.

Concluimos a partir das mesmas que o cenário em que apenas 1% da ME total do Universo

é produzida não termicamente é capaz de imitar a mudança causada na expansão do Universo pela adição de uma espécie de neutrino na IMR (que ocorre em $a_{eq} \sim 3 \times 10^{-4}$ ou $t \sim 10^{12}s$).

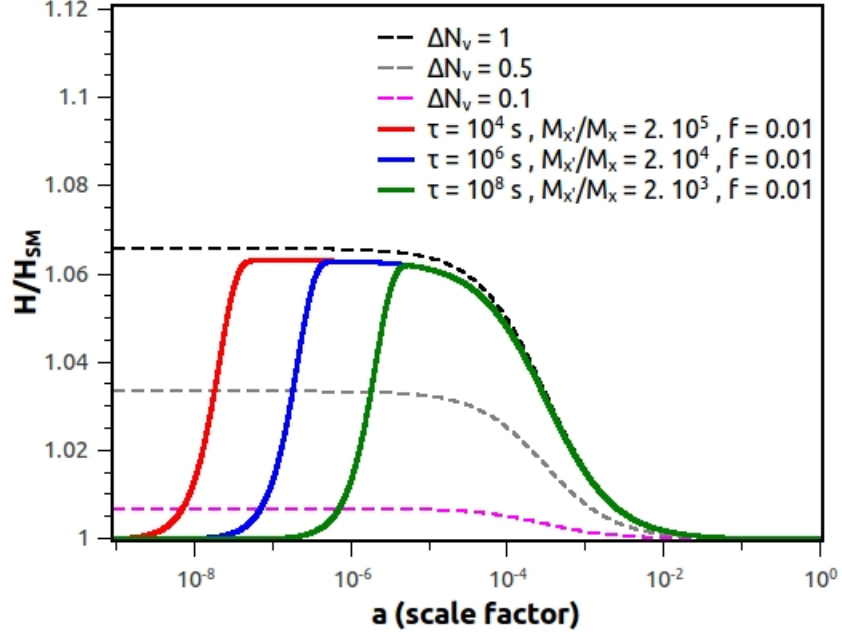


Figura 5.1: Mudança na expansão do Universo ao adicionarmos um neutrino no MP cosmológico comparado ao caso que incluímos a produção não térmica de ME para diferentes parâmetros, com $f=1\%$.

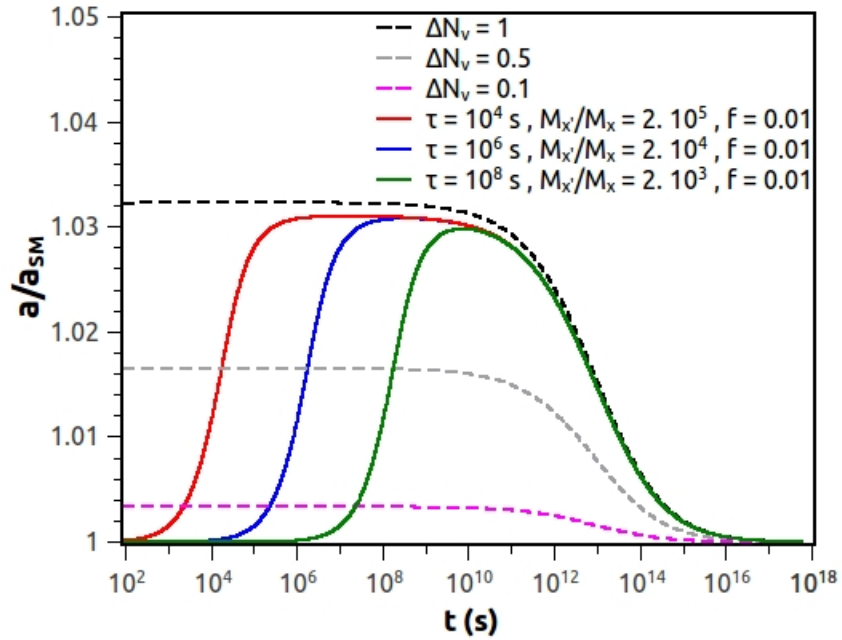


Figura 5.2: Mudança no fator de escala ao adicionarmos um neutrino no MP cosmológico comparado ao caso que incluímos a produção não térmica de ME para diferentes parâmetros, com $f = 1\%$.

5.4 Vínculos

5.4.1 Formação de Estruturas

Se uma boa parte da ME do Universo não fosse fria na época da IMR, o processo de formação de estruturas seria suprimido. Por esta razão, este cenário que propomos acima sofre restrições com relação à quantidade de ME produzida relativisticamente.

Tais vínculos vem do fato que a ME quente apenas se aglomera em distâncias maiores que seu free-streaming como foi discutido no Apêndice A.4.3. Assim, em pequenas escalas o crescimento das perturbações de densidade é diminuído em comparação ao caso que a ME do Universo é composta por ME fria.

O free-streaming de uma partícula de ME produzida relativisticamente após o decaimento de uma partícula X' , mas que seja não relativística na IMR, é dada conforme [61] (ver Apêndice C),

$$\lambda_{FS} \sim 1.0 \text{Mpc} \left(\frac{M'_X}{2M_X} - \frac{M_X}{2M'_X} \right) \left(\frac{\tau}{10^6} \right)^{1/2} \left[1 + 0.14 \ln \left(\left(\frac{10^6}{\tau} \right)^{1/2} \frac{1}{u_X} \right) \right], \quad (5.11)$$

onde $u_X = p_X/M_X$.

Se usarmos valores para os parâmetros $(\tau, M'_X/M_X)$ com $f = 1$ que levam o processo de produção não térmica de ME imitar uma espécie de neutrino na IMR, o free-streaming da ME seria da ordem de 50 Mpc. Entretanto o limite do Lyman-alpha Forest impõe que $\lambda_{FS} < (0.3 - 0.07) \text{Mpc}$ [62].

Mais ainda, através de um estudo da evolução do espectro de matéria (que nos informa como as flutuações de densidade de matéria evoluem com o tempo), foi mostrado em [63], que em escalas de comprimento menores que o free-streaming, o espectro linear de matéria evolui

conforme,

$$\delta \propto a^{\alpha_\infty}, \quad (5.12)$$

onde,

$$\alpha_\infty = \frac{5}{4} \sqrt{1 - \frac{24}{25}f} - \frac{1}{4} = 1 - \frac{3}{5}f, \quad (5.13)$$

para $f \ll 1$. Portanto a supressão causada pela produção relativística de ME em comparação ao caso em que a ME é totalmente não relativística ($f = 0$) é de,

$$g = \frac{\delta_f}{\delta_{f=0}} = \left(\frac{a_{eq}}{a} \right)^{-3/5 f} \sim \exp^{-4.9f}. \quad (5.14)$$

Esta expressão é válida no regime linear apenas para a época em que o Universo é dominado por matéria. Existem correções a este resultado pelo processo de formação de estrutura não ocorrer apenas no regime linear e, segundo por não levar em consideração a fase em que o Universo é dominado por energia escura. Um cálculo mais preciso levando estes detalhes em consideração está completamente fora do foco desta tese.

De qualquer forma, vínculos vindos do satélite WMAP7 e da CMB inferem que $g > 0.95$ [56]. Isto se traduz em fazer $f < 0.01$ na Eq.(5.14).

Em suma, vínculos do WMAP7, CMB e Lyman-alpha forest impõem que a fração de ME quente seja menor que 1%. Por isto usamos $f = 0.01$ nos resultados apresentados nas Figs.(5.1)-(5.2).

Agora vamos checar se nosso modelo também satisfaz os vínculos oriundos da BBN.

5.4.2 Big Bang Nucleossíntese

Decaimentos radioativos que acontecem durante a BBN, injetando energia no Universo, causam um impacto enorme na produção dos elementos leves. Fótons produzidos em tais de-

caimentos podem destruir elementos ou ajudar a formar elementos alterando as abundâncias previstas pela BBN e confirmadas pelo WMAP.

Para derivar este impacto na BBN, precisamos obter a energia eletromagnética liberada em cada decaimento em função dos parâmetros do modelo. Seja $Y = n/n_\gamma^{CMB}$, onde n é o número de densidade de partículas de uma espécie em particular, e n_γ^{CMB} é o número de densidade de fótons da CMB. Note que Y é constante durante a evolução do Universo pois tanto n como n_γ^{CMB} são proporcionais ao cubo da temperatura. Aqui,

$$n_\gamma^{CMB} = \frac{2\zeta(2)}{\pi^2} T^3. \quad (5.15)$$

Como para cada partícula X' teremos a produção de uma partícula X e de um fóton, $Y_{X'} = Y_\gamma = Y_{X,\tau} = Y_{X,0}$, onde $Y_{X,\tau}$ determina o número de densidade de partículas no momento do decaimento e $Y_{X,0}$ o número de densidade de partículas hoje.

Assim,

$$Y_X = \frac{n_X}{n_\gamma^{CMB}} = \frac{\Omega_X \rho_c}{M_X n_{\gamma,0}^{CMB}}. \quad (5.16)$$

Substituindo as constantes achamos,

$$Y_X \simeq 3 \times 10^{-14} \left(\frac{TeV}{M_X} \right) \left(\frac{\Omega_X}{0.227} \right) \left(\frac{f}{0.01} \right). \quad (5.17)$$

O fator f apareceu na Eq.(5.17) por apenas uma fração (que será pequena) da abundância total de ME ser produzida via o decaimento de X' .

Como a energia eletromagnética liberada em cada decaimento $X \rightarrow X + \gamma$ é dada por (ver apêndice D),

$$E_\gamma = \frac{1}{2M_{X'}} (M_{X'}^2 - M_X^2), \quad (5.18)$$

a energia eletromagnética total liberada do decaimento de X' é dada por $\zeta_{EM} = E_\gamma Y_X$ conforme,

$$\zeta_{EM} = 1.5 \times 10^{-11} \text{ GeV} \left(\frac{\Omega_X}{0.227} \right) \left(\frac{f}{0.01} \right) \left(\frac{M_{X'}}{M_X} - \frac{M_X}{M_{X'}} \right). \quad (5.19)$$

No limite que $M_{X'} \gg M_X$, podemos relacionar ζ_{EM} dado na Eq.(5.19) com ΔN_{eff} na Eq.(5.7).

Com esta relação podemos obter o impacto na abundância dos elementos leves (^7Li , D , ^4He), resolvendo a equação de Boltzmann numericamente em função da energia eletromagnética liberada, ou similarmente, em função de ΔN_{eff} . Todo este extensivo e complicado cálculo, que necessita de uma abordagem numérica, dada a quantidade de processos capazes de destruir ou produzir estes elementos, devido à presença de um fóton bastante energético, foi feito em [64]. O que fizemos foi reproduzir estes resultados em função dos parâmetros do nosso modelo conforme mostrado na Fig.(5.3). Na Fig.(5.3) as linhas em vermelho, preto e azul refletem o caso

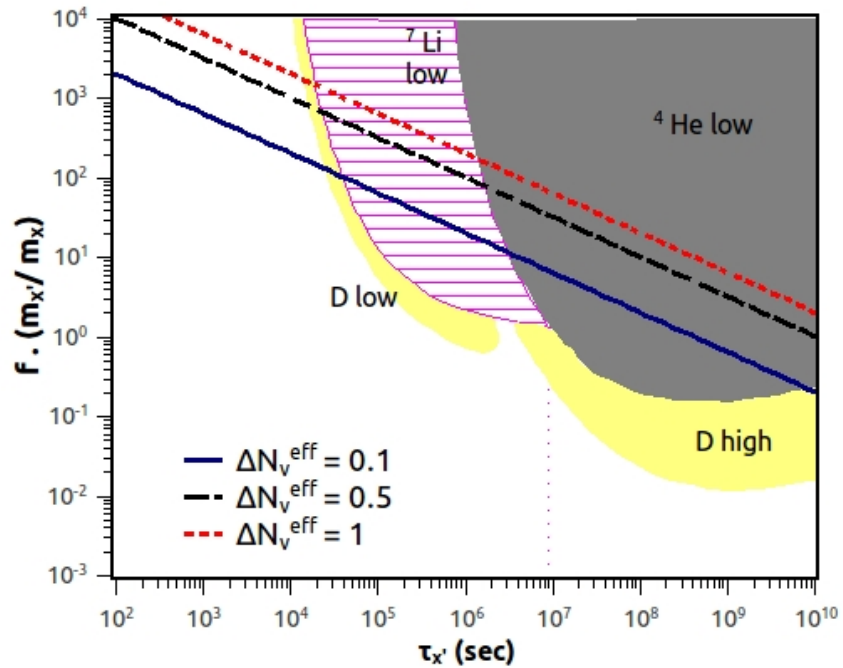


Figura 5.3: Vínculos da BBN sobre a produção não térmica de ME via o decaimento $X' \rightarrow X + \gamma$. Usamos $f = 0.01$ e $M_{X'} \gg M_X$. Na ordem de cima para baixo, a curva vermelha, preta e azul é para o caso que o modelo reproduz $\Delta N_v^{eff} = 1, 0.5$ e 0.1 respectivamente.

em quem a produção não térmica de ME produz $\Delta N_v^{eff} = 1, 0.5, 0.1$ respectivamente. Todas

as regiões preenchidas em amarelo (Deutério), roxo (Lítio) e cinza (Hélio) são regiões excluídas pelos vínculos da BBN por destruírem ou produzirem em demasia um desses elementos conforma a figura.

Concluimos a partir da Fig.(5.3) que a produção não térmica de ME pode provocar o mesmo efeito de um neutrino extra no início do Universo e ainda se livrar dos vínculos vindo tanto da BBN (Fig.(5.3)) e do processo de formação de estruturas para $\tau < 10^4$ s.

5.5 Conclusões

Neste capítulo propomos uma inovadora forma de interpretar as recentes medidas dos satélites WMAP7, Atacama e South Pole que afirmam observar uma espécie extra de neutrino, ou seja $\Delta N_{eff} = 1$, no momento da IMR.

Vimos que, possivelmente, estes experimentos não estão indicando a presença de um novo neutrino, mas sim que a uma fração da ME seja produzida não termicamente. Em particular, mostramos que o processo de produção via o decaimento $X' \rightarrow X + \gamma$, onde X seria a partícula de ME do Universo é capaz de reproduzir $\Delta N_{eff} = 1$, e obedecer os vínculos vindos da BBN e formação de estruturas.

Até o momento temos discutido modelos em física de partículas com o propósito de explicar os dados observacionais dos experimentos de ME. No capítulo seguinte inverteremos a ordem, pois iremos analisar os dados do satélite Fermi-LAT e obter vínculos poderosos sobre todos os modelos em física de partículas que possuem WIMPs em seu espectro.

6 Usando dados do Fermi-LAT para Víncular a Seção de Choque de Aniquilação de Matéria Escura no Centro da Galáxia

Neste capítulo apresentaremos o resultado mais importante desta tese, por se tratar de uma análise dos dados experimentais do satélite Fermi-LAT da NASA, e por obtermos neste trabalho os vínculos mais restritivos existentes na literatura sobre a seção de choque de aniquilação de ME, excluindo todos os modelos de partículas que possuam um WIMP como candidato a ME com uma seção de choque de aniquilação de $\simeq 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ com massas menores que 50 GeV.

Os resultados apresentados neste capítulo são baseados no artigo [65].

6.1 Motivação

O satélite Fermi Large Area Telescope (Fermi-LAT), que se trata do principal experimento já construído voltado para busca de sinais indiretos de ME via a detecção de raios gama, tem desde Agosto de 2008 (ano que foi lançado), colocado vínculos na seção de choque de aniquilação de ME. Esta busca por produtos oriundos da aniquilação de ME é de fundamental importância pois ela testa a validade dos WIMPs como candidatos à ME como já discutimos no

Apêndice A.5.

Portanto, é de fundamental importância vincularmos a seção de choque de aniquilação dos WIMPs, pois estaremos excluindo, de maneira independente de modelo todos os modelos em física de partículas que possuem apenas WIMPs como candidato à ME, cuja seção de choque de aniquilação seja independente de velocidade (dominado por ondas s).

Com este propósito, iremos obter os vínculos mais restritivos já existentes na literatura sobre a seção de choque de aniquilação de ME, analisando os dados públicos do satélite Fermi-LAT para diversos modelos de distribuição de ME.

6.2 Introdução

O satélite Fermi-LAT, tem como um dos seus principais propósitos detectar raios gama oriundos da aniquilação de ME. Analisando dados do Fermi-LAT, vínculos foram obtidos na seção de choque de aniquilação em regiões como galáxias anãs [66]-[67], aglomerados de galáxias [68]-[70], halos [71] e sub-halos [72] e a partir da emissão isotrópica de background de raios gama [52] e [73].

Estes vínculos estão começando a testar a validade dos WIMPs como ME que predizem uma seção de choque térmica de $\sim 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$. Principalmente WIMPs com massas da ordem de 10 GeV e que se aniquilam em estados finais que produzem uma grande quantidade raios gama.

Raios gama provenientes da região em torno do GC são particularmente interessantes devido à sua proximidade, grande densidade de ME e devido ao grande número de dados acumulados nessa região. Por exemplo, usando o modelo NFW estima-se que o fluxo de raios gama oriundo de ME é quatro ordens de grandeza maior que aquele previsto por galáxias anãs

[66]-[67].

Até mesmo se a distribuição de ME no GC for constante próximo do GC, o GC continuará a ser bastante brilhante em raios gama em comparação a outras regiões do céu. Entretanto, devido à grande quantidade de backgrounds astrofísicos, um pequeno fluxo de raios gama em excesso vindo de galaxias anãs pode se tornar uma forte evidência de ME na região em comparação ao GC.

Foi analisando dados do GC que alguns grupos observaram um excesso de raios gama em relação ao background astrofísico, com uma morfologia e espectro similar aqueles preditos pela aniquilação de WIMPs [74]-[81]. Conforme discutimos no Apêndice 4.4, alternativas para explicar tal excesso como, buracos negros [82]-[83], pulsares com período de mili-segundo [84]-[85], parecem explicações bastante improváveis.

Neste trabalho, iremos checar se este excesso de raios gama de fato existe, e mesmo para o caso em que fato tenhamos um excesso de raios gamma, iremos derivar os vínculos mais poderosos sobre a seção de choque de aniquilação de ME, de tal forma que o fluxo oriundo de WIMPs não supere o valor experimental calculado por nós, ao analisarmos os dados do Fermi-LAT para diversos modelos de distribuição de densidade de ME.

6.3 Análise de Dados

O experimento Fermi-LAT fornece seus dados da seguinte forma: Para cada evento (fóton) ele nos informa a energia, direção, hora do evento, exposição da região observada entre outras grandezas. Com isto em mãos, utilizamos a plataforma do Fermi-LAT (recentemente lançada em 18 de Abril-2012) que possui vários pacotes numéricos que nos ajudam a selecionar a região do céu de interesse, que classe de eventos estamos interessados, a região de energia e filtrar parte

dos eventos que ocorreram enquanto o satélite estava sendo calibrado, ou por alguma razão não estava tomando dados.

Nossos resultados são baseados nos dados coletados entre Agosto-2008 à 19 de Junho-2012. Estamos usando apenas eventos frontais pois os mesmos possuem uma melhor PSF (Point Spread Function).¹

Após esta aquisição de dados, começamos a selecionar os eventos de interesse. Primeiro estamos usando apenas eventos da classe ULTRACLEAN, que são eventos que possuem uma menor contaminação de raios cósmicos.

Segundo, excluimos eventos que ocorreram enquanto o satélite estava apontando para a anomalia do Atlântico Sul ou enquanto o satélite não se encontrava em modo de pesquisa. Há uma grande quantidade de eventos de raios cósmicos no detector quando o satélite aponta para o Atlântico Sul que prejudica sensivelmente a capacidade do Fermi-LAT de distinguir raios cósmicos de raios gama por isso excluimos os eventos do Atlântico Sul. Quanto a exclusão dos eventos fora do modo pesquisa, deve-se ao fato que quando o satélite não está no modo pesquisa é porque o mesmo está olhando para uma determinada região do céu para estudos específicos da própria colaboração que não inclui o GC.

Por último aplicamos um corte no ângulo azimutal ($Z < 100$), também recomendado pela colaboração para evitar eventos de raios gama provindos da Terra.²

Após todos esses cortes nos dados, calculamos o fluxo de raios gama em função da latitude

¹Point spread function nos informa a capacidade do satélite em reconstruir a energia e posição angular do fóton incidente. O Fermi-LAT possui poucas, mas densas folhas de Tungstênio intercaladas por camadas de Silício na parte frontal e várias finas camadas de Tungstênio, também intercaladas com camadas de Silício na parte traseira. Estas camadas são usadas na reconstrução da energia e posição angular do evento. Devido a essas distribuições diferentes das camadas de Tungstênio e Silício o Fermi-LAT possui uma melhor PSF na parte frontal.

²Ângulo azimutal é o ângulo entre a direção normal do satélite e o eixo que liga o centro da terra ao centro do satélite.

e longitude para diferentes regiões de energia conforme mostrado nos mapas à esquerda na Fig.(6.1).

Os mapas à direita da Fig.(6.1) são obtido após subtraímos desse fluxo total inicial o fluxo de raios gama oriundo de raios cósmicos. Esta é a componente dominante do fluxo total. Este fluxo que é difuso, está associado com o disco da galáxia.

Esta emissão de raios gamas provenientes de raios cósmicos é gerada pela colisão de raios cósmicos com o gás interestelar, que produz π^0 como resultado, e este por sua vez decai em 2 fótons com um branching ratio próximo de 100%. Outros processos também são relevantes como o espalhamento Compton inverso e Bremsstrahlung conforme já discutimos no Apêndice A.5.

Para calcular o fluxo de raios gama oriundo dessas interações seguimos os passos: primeiro observamos que o fluxo de raios gama médio dentro da região $5^\circ < |l| < 10^\circ$ é praticamente uniforme conforme esperado por raios cósmicos. Na Fig.(6.2), mostramos o fluxo médio de raios gama da região de longitude $5^\circ < |l| < 10^\circ$ usando os dados do Fermi-LAT e o fluxo de raios gama vindo do disco adotando uma distribuição de gás conforme,

$$\begin{aligned}\rho_{gas} &\propto \exp^{\frac{-|z|}{Z_{sc}(R)}} \text{ para } R < 7 \text{ Kpc}, \\ \rho_{gas} &\propto \exp^{\frac{-|z|}{Z_{sc}(R)}} \exp^{\frac{-R}{R_{sc}}} \text{ para } R > 7 \text{ Kpc},\end{aligned}\tag{6.1}$$

onde $R_{sc} = 3.15 \text{ Kpc}$ com,

$$Z_{sc} = 0.1 + 0.00208 \left(\frac{R}{\text{Kpc}} \right)^2 \text{ Kpc}.\tag{6.2}$$

As constantes de proporcionalidade na Eq.(6.1) foram determinadas através de um ajuste as

curvas das figuras 4 das referências [51]-[74] respectivamente. Nestas referências a distribuição de gás de Hidrogênio foi determinadas através da combinação de várias observações de raios X.

Devido ao ótimo acordo entre os dois fluxos exibidos na Fig.(6.2) podemos ver que de fato o fluxo de raios gama observado pelo Fermi-LAT dentro da região com $5^\circ < |l| < 10^\circ$ e $-5^\circ < b < 5^\circ$ é provavelmente resultado da interação de raios cósmicos.

Além do fluxo de raios gama oriundo dos raios cósmicos, precisamos também subtrair do fluxo observado pelo Fermi-LAT, o fluxo vindo de fontes pontuais conforme listadas no catálogo de fontes do Fermi-LAT [86]. Estas fontes pontuais são objetos detectados pelo Fermi-LAT porém de identidade desconhecida.

Em seu catálogo o Fermi-LAT nos informa a posição desses objetos e qual o espectro de energia observado seja ele tipo exponencial, de potência etc. Através desse espectro informado e de sua localização podemos calcular o fluxo de raios gama emitidos por estes objetos em qualquer posição angular. Há centenas de fontes pontuais em torno do GC, portanto calculamos o fluxo somado de todas essas fontes a cada 0.5° graus do GC dentro da região $-15^\circ < l < 15^\circ$ e $-15^\circ < b < 15^\circ$.

Foi observado a presença de uma fonte pontual localizada em $l, b \sim 0$. Esta fonte pontual não foi subtraída nos mapas à direita da Fig.(6.1) pois é difícil de ser separada da emissão de raios gama vindos da aniquilação de ME.

Esclarecido como obtemos o fluxo de raios gama vindo do disco e fontes pontuais, vamos aos resultados. Na Fig.(6.1) exibimos os mapas de emissão de raios gama usando apenas os dados do Fermi-LAT nos gráficos à esquerda e a emissão de raios gama após subtrair a emissão de raios gama oriundos do disco e fontes pontuais à direita entre as energia de 300 MeV e

100 GeV. Na Fig.(6.1) estamos utilizando a notação fluxo-PS-Disco para se referir ao fluxo

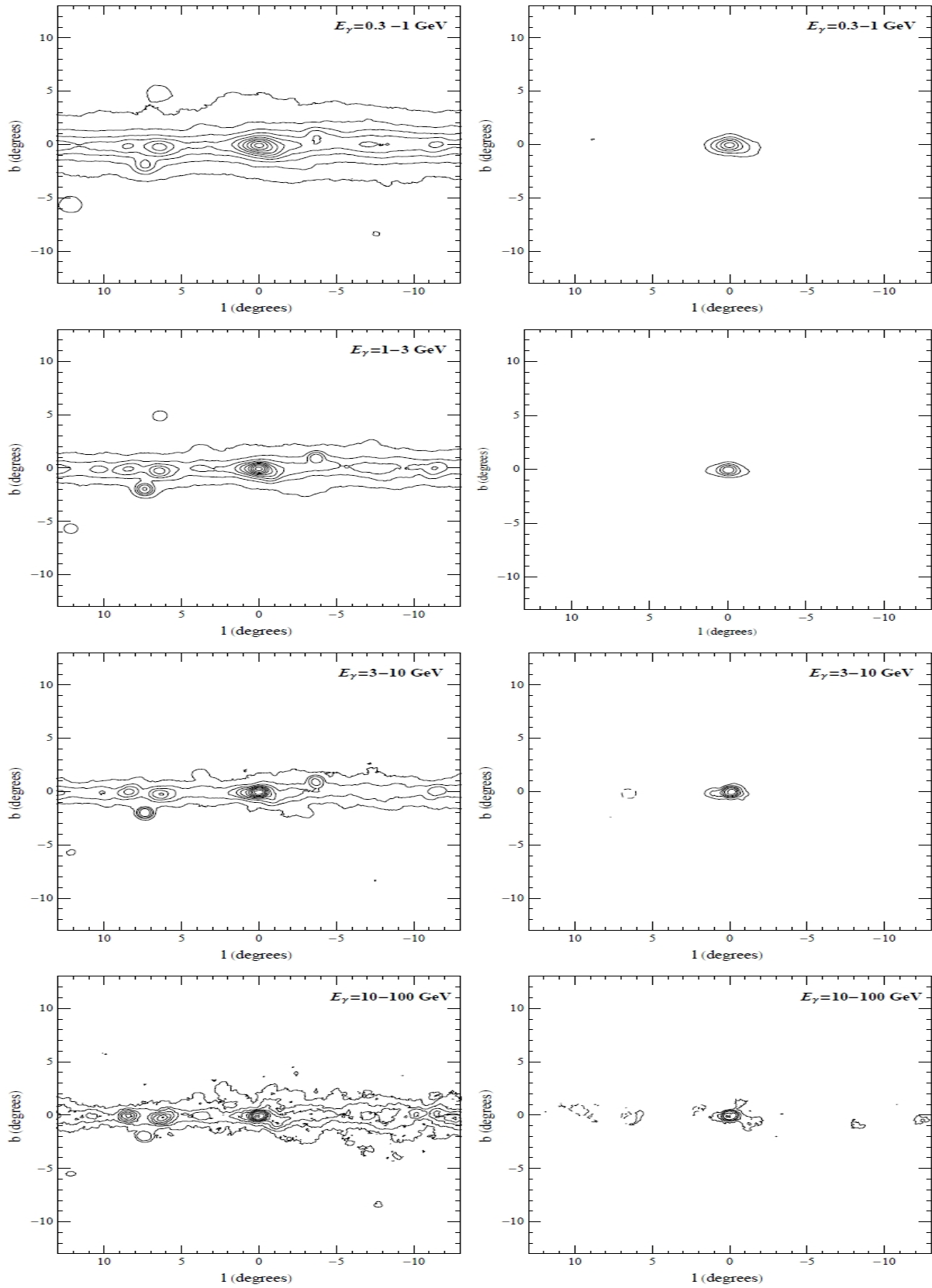


Figura 6.1: Mapas do fluxo de raios gama na região em torno do GC. À esquerda o fluxo de raios gama usando apenas os dados do Fermi-LAT, enquanto à direita o fluxo-PS-Disco.

após subtrair as contribuições das fontes pontuais e disco.

Não exibimos os mapas para regiões menores que 100 MeV porque nosso foco é derivar limites sobre a seção de choque de aniquilação e quanto menor a energia analisada maior as incertezas com relação à contribuição de background astrofísicos. Não analisamos também energias maiores que 100 GeV devido a incertezas relacionadas a PSF do Fermi-LAT para $E > 100$ GeV. Cada mapa possui dez contornos distribuídos conforme:

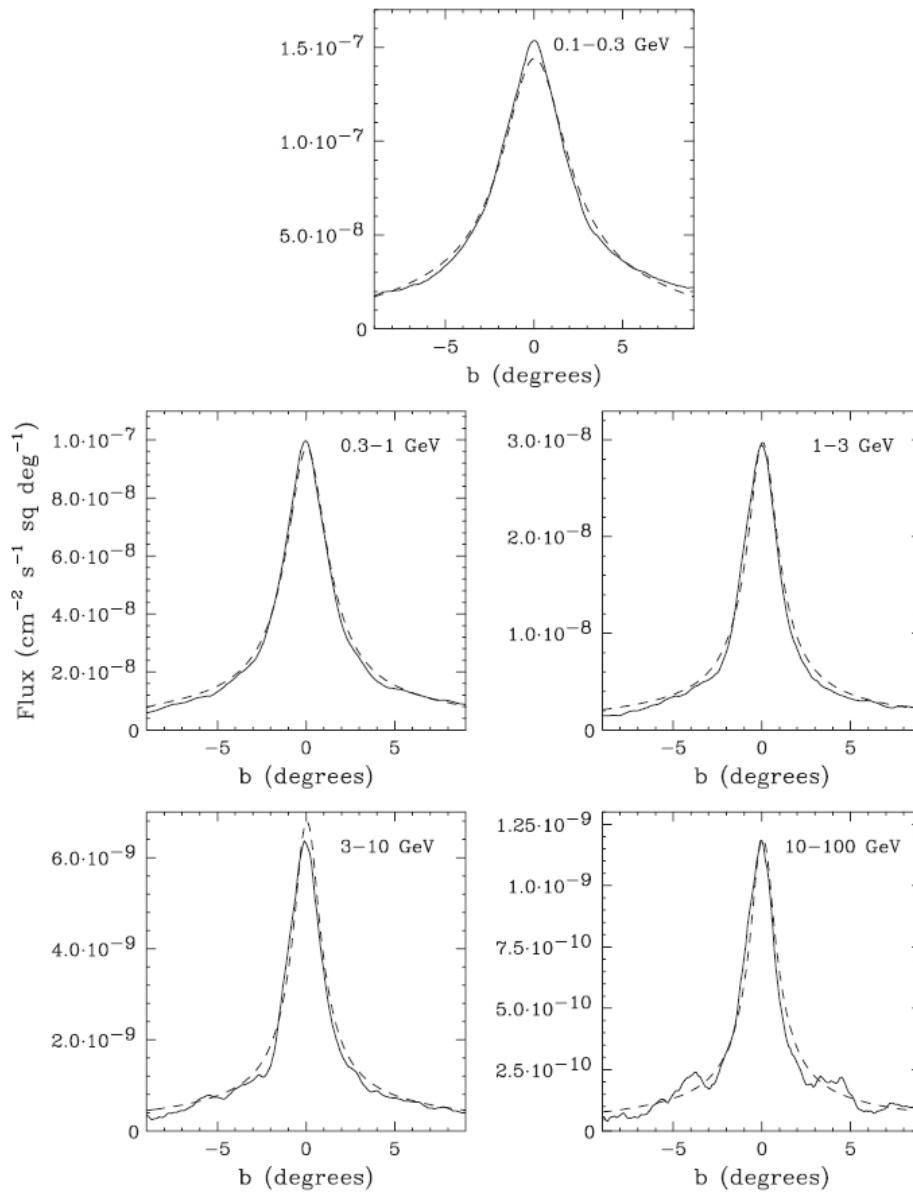


Figura 6.2: O fluxo médio de raios gama (linha cheia) com longitude $5^\circ < |l| < 10^\circ$ em função da latitude e o fluxo de raios gama oriundo de raios cósmicos (linha pontilhada) usando a distribuição de gás dada na Eq.(6.1). Figura retirada de [51].

$$\begin{aligned}
(300 - 1000) \text{ MeV} & : 2.45 \times 10^{-8} - 2.45 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sq deg}^{-1}, \\
(1 - 3) \text{ GeV} & : 1.06 \times 10^{-8} - 1.06 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sq deg}^{-1}, \\
(3 - 10) \text{ GeV} & : 2.60 \times 10^{-9} - 2.60 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sq deg}^{-1}, \\
(10 - 100) \text{ GeV} & : 3.60 \times 10^{-10} - 3.60 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sq deg}^{-1}. \quad (6.3)
\end{aligned}$$

Estes contornos foram definidos analisando os dados do Fermi-LAT que distribuimos da seguinte forma: Temos uma tabela de pontos no formato (l, b, fluxo) para cada região de energia acima. Disto achamos o fluxo máximo entre $(300 - 1000) \text{ MeV}$ e fixamos esse valor como sendo o primeiro contorno. Depois definimos dez contornos distribuídos linearmente a partir desse primeiro e fizemos um contorno do fluxo de raios gama em função da latitude e longitude como mostrado na Fig.(6.1). Isto para cada intervalo de energia exibido na Eq.(6.3).

Lembrando que estes fluxos foram suavizados numa escala de 0.5° . Ou seja, calculamos o fluxo a cada 0.5° em longitude e latitude.

Como podemos observar na Fig.(6.1) há uma emissão residual de raios gama dentro de 2° do GC. Esse excesso de raios gama pode ter como origem a aniquilação de ME, ou ser resultado da existência de um buraco negro [87], ou ser proveniente da fonte pontual não subtraída que se localiza exatamente no GC [88].

Aqui, suporemos que esse excesso é originado pela aniquilação de ME a partir disso, iremos derivar nossos limites sobre a seção de choque de aniquilação.

6.4 Aniquilação de Matéria Escura no Centro da Galáxia

Como foi mostrado no Apêndice A.5 o fluxo de raios gama oriundo da aniquilação de ME é dado por,

$$\Phi_\gamma(E, \theta) = \frac{r_\odot}{8\pi} \left(\frac{\rho_\odot}{M_{DM}} \right)^2 J \sigma_v \frac{dN_\gamma^f}{dE_\gamma}, \quad (6.4)$$

onde σ_v é a seção de choque de aniquilação em raios gama, e M_{DM} a massa do partícula de ME, $\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}$ é o espectro de raios gama produzido em cada aniquilação (calculado com o auxílio do Pythia [89]), $r_\odot$ é a distância do Sol ao GC, e $\rho_\odot$ é densidade de ME em torno do Sol, com ,

$$J = \int_{l.o.s} \frac{ds}{r_\odot} \left(\frac{\rho(r(s, \theta))}{\rho_\odot} \right)^2. \quad (6.5)$$

onde a integração é ao longo do caminho de visão entre o observador e a fonte da densidade de ME. Há diversos modelos de densidade de ME conforme discutimos no Apêndice A.3.2. Atualmente não há um consenso no que diz respeito ao modelo de halo de ME na região próxima ao GC, uma vez que os modelos de densidade divergem em ordens de magnitude entre si conforme mostrado na Fig.(A.7) e na Fig.(6.3) adiante.

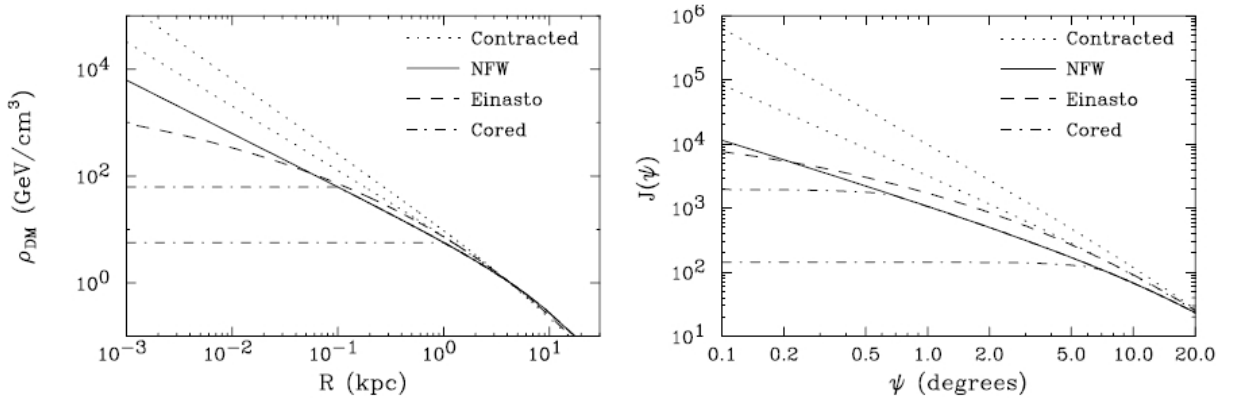


Figura 6.3: Modelos de densidade que serão usados neste trabalho. As curvas de pontos referidas como Contracted são para NFW com $\gamma = 1.4$ e 1.2 de cima para baixo. Os modelos NFW e Einasto estão definidos nas Eq.(A.68) e Eq.(A.69). Os modelos Cored foram definidos na seção A.3.2.

Em suma, o modelo Einasto possui uma densidade proporcional a $\sim r$, enquanto o NFW

geral proporcional r^γ . Este modelo NFW geral dá origem a outros modelos. Aqui NFW refere-se ao modelo com $\gamma = 1$ e Contracted os com $\gamma = 1.2$ e $\gamma = 1.4$. Cored é o modelo cuja densidade é igual ao NFW para um raio (R) maior que R_c (raio crítico), e constante para $R < R_c$. Na Fig.(6.3) exibimos os Cored com $R_c = 0.1$ Kpc e 1 Kpc.

Portanto, para que possamos ter uma visão global dos resultados, e entender quão importante é a escolha do modelo de halo de ME, iremos apresentar nossos vínculos para todos os modelos de densidade de ME acima mencionados.

6.5 Limites sobre a Seção de Choque de Aniquilação

Nas Figs.(6.4)-(6.9), mostramos o fluxo-PS-Disco-ME para diferentes modelos de halo de ME (discutidos no Apêndice A.7) para diferentes regiões de energia. Nas Figs.(6.4)-(6.9) estamos utilizando a abreviação fluxo-PS-Disco-ME para nos referir ao fluxo após subtrair as contribuições das fontes pontuais, do disco e da aniquilação de ME.

A diferença entre os painéis de mesma energia é o fator de normalização (N) usado no cálculo do fluxo dado por,

$$N = \frac{\sigma v}{M_{DM}} \int dE_\gamma \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}. \quad (6.6)$$

O que fizemos foi multiplicar esse fator de normalização por 1.4 (da esquerda para direita) nas Figs.(6.4)-(6.9), até chegar o ponto em que o fluxo-PS-Disco-ME começasse a se tornar negativo. Ou seja, até o ponto que as contribuições das PS, disco e ME somadas fossem superior ao fluxo observado pelo Fermi-LAT com 95% de confiança. No momento que isso ocorre estabelecemos o valor máximo para N.

Tais vínculos estão exibidos na tabela 6.1. Desta forma o valor mostrado na coluna da direita na tabela 6.1 é a normalização usada nos painéis à direita das Figs.(6.4)-(6.9). Com

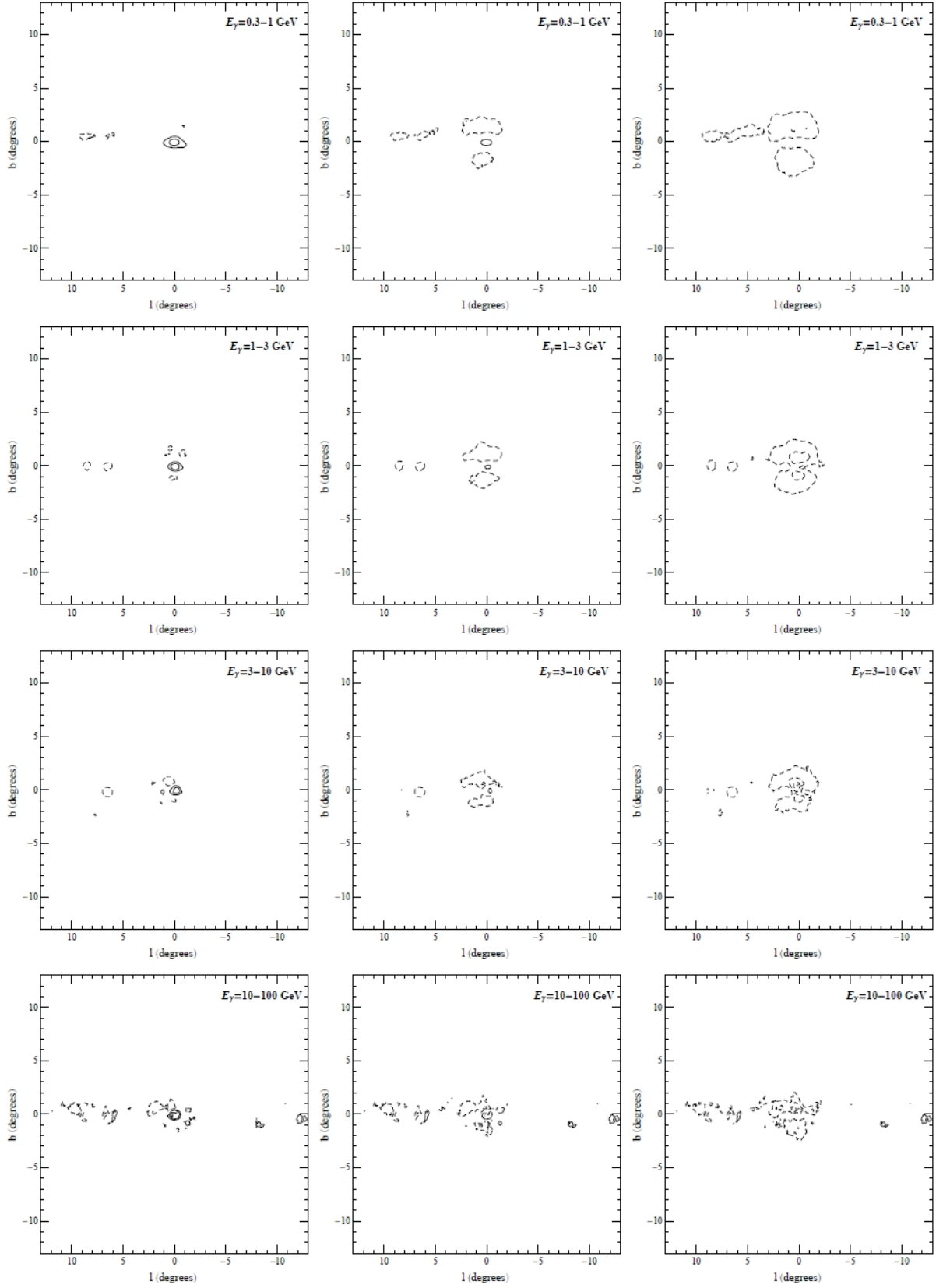


Figura 6.4: Mapas do fluxo-PS-DISCO-ME para o modelo NFW com $\gamma = 1$.

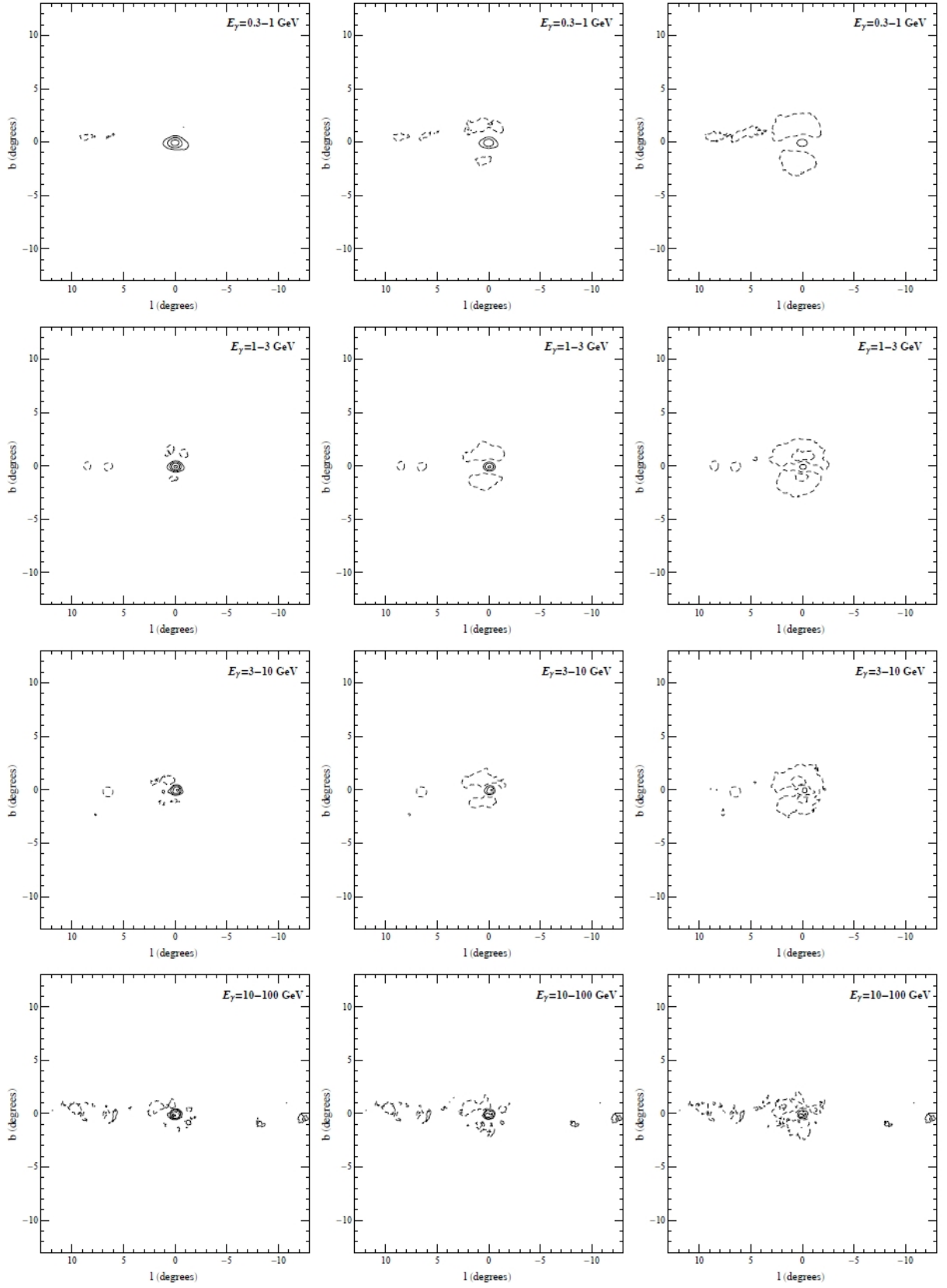


Figura 6.5: Mapas do fluxo-PS-Disco-ME para o modelo Einasto.

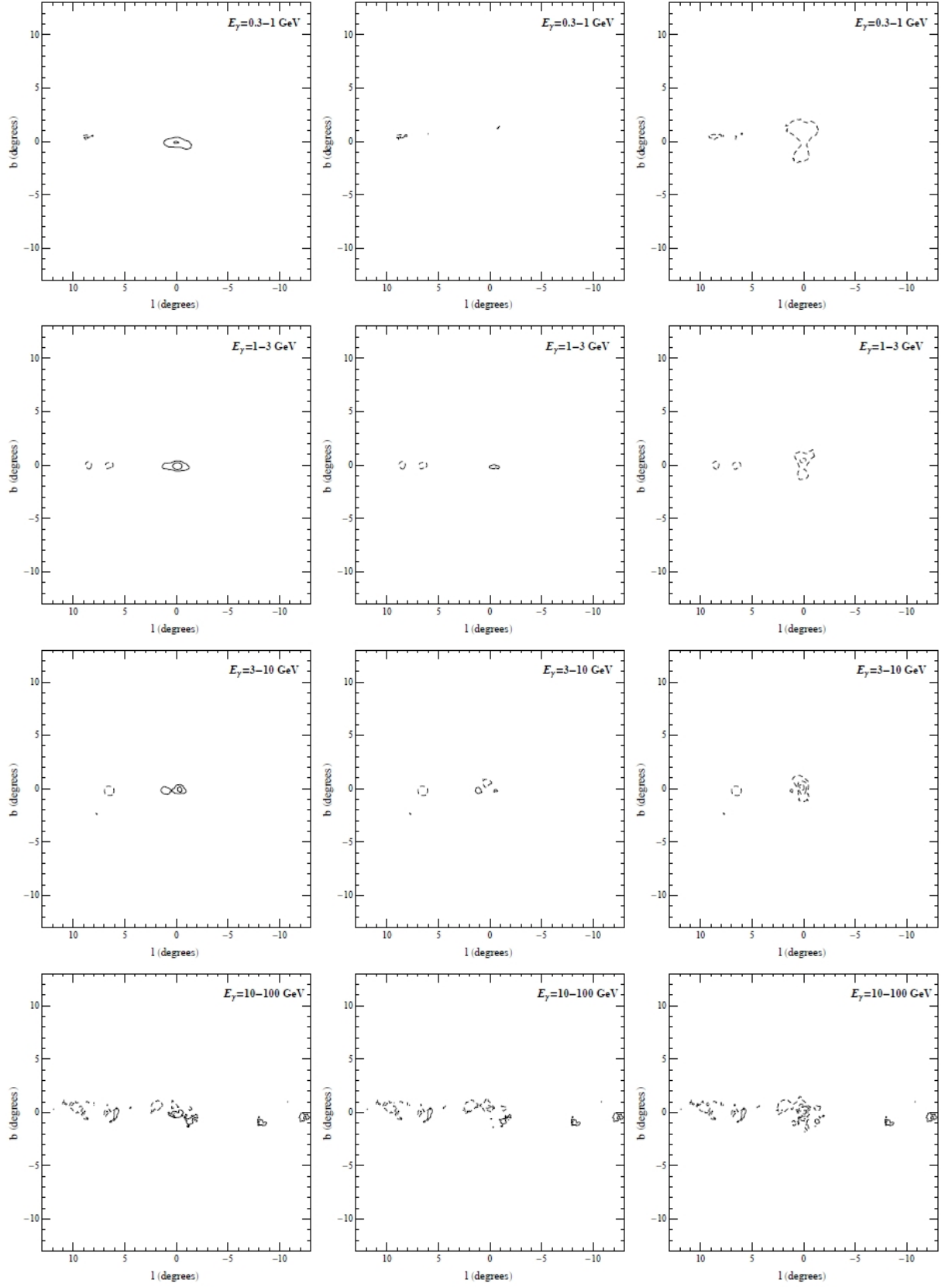


Figura 6.6: Mapas do fluxo-PS-Disko-ME para o modelo NFW com $\gamma = 1.2$.

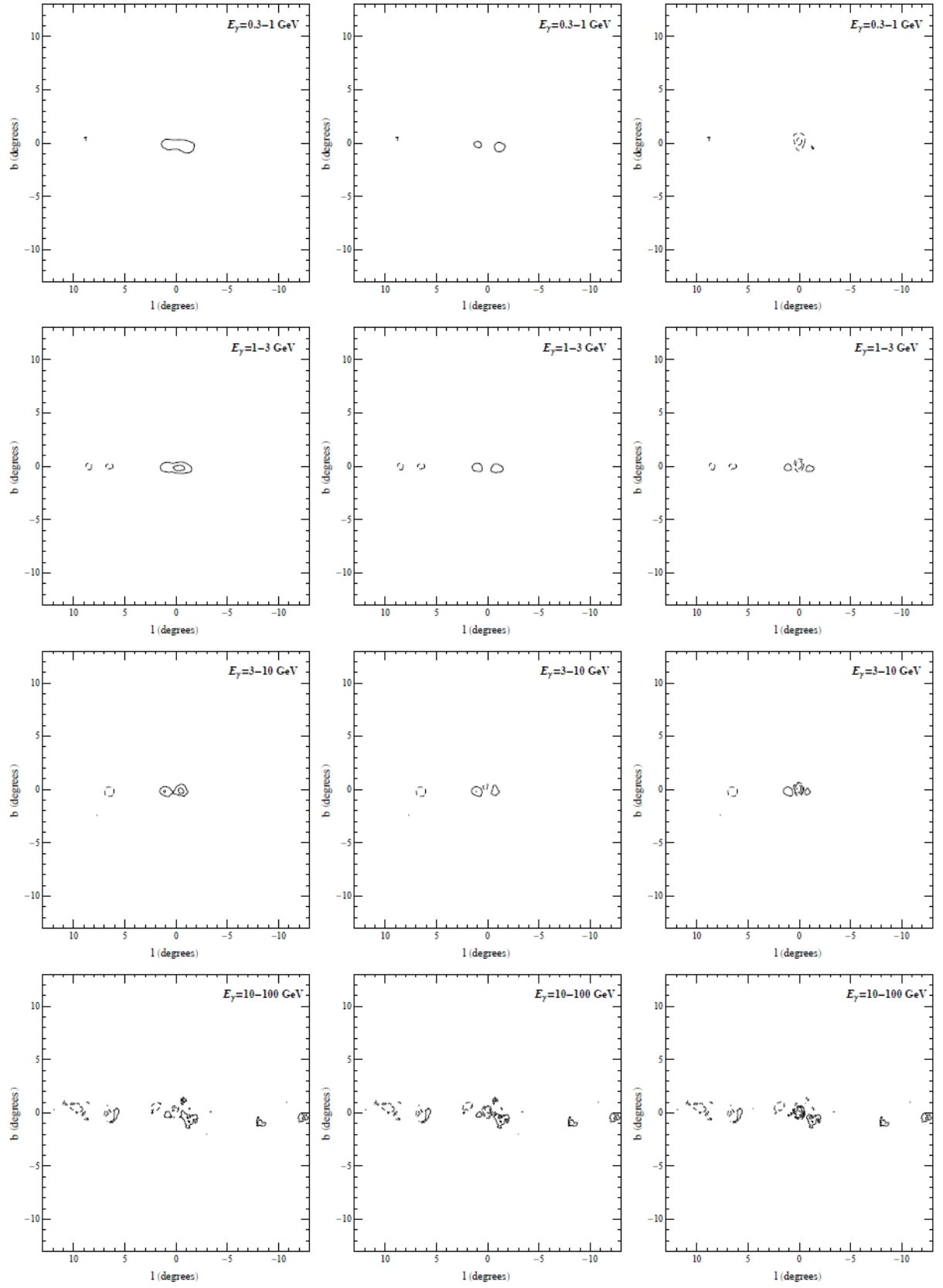


Figura 6.7: Mapas do fluxo-PS-Disco-ME para o modelo NFW com $\gamma = 1.4$.

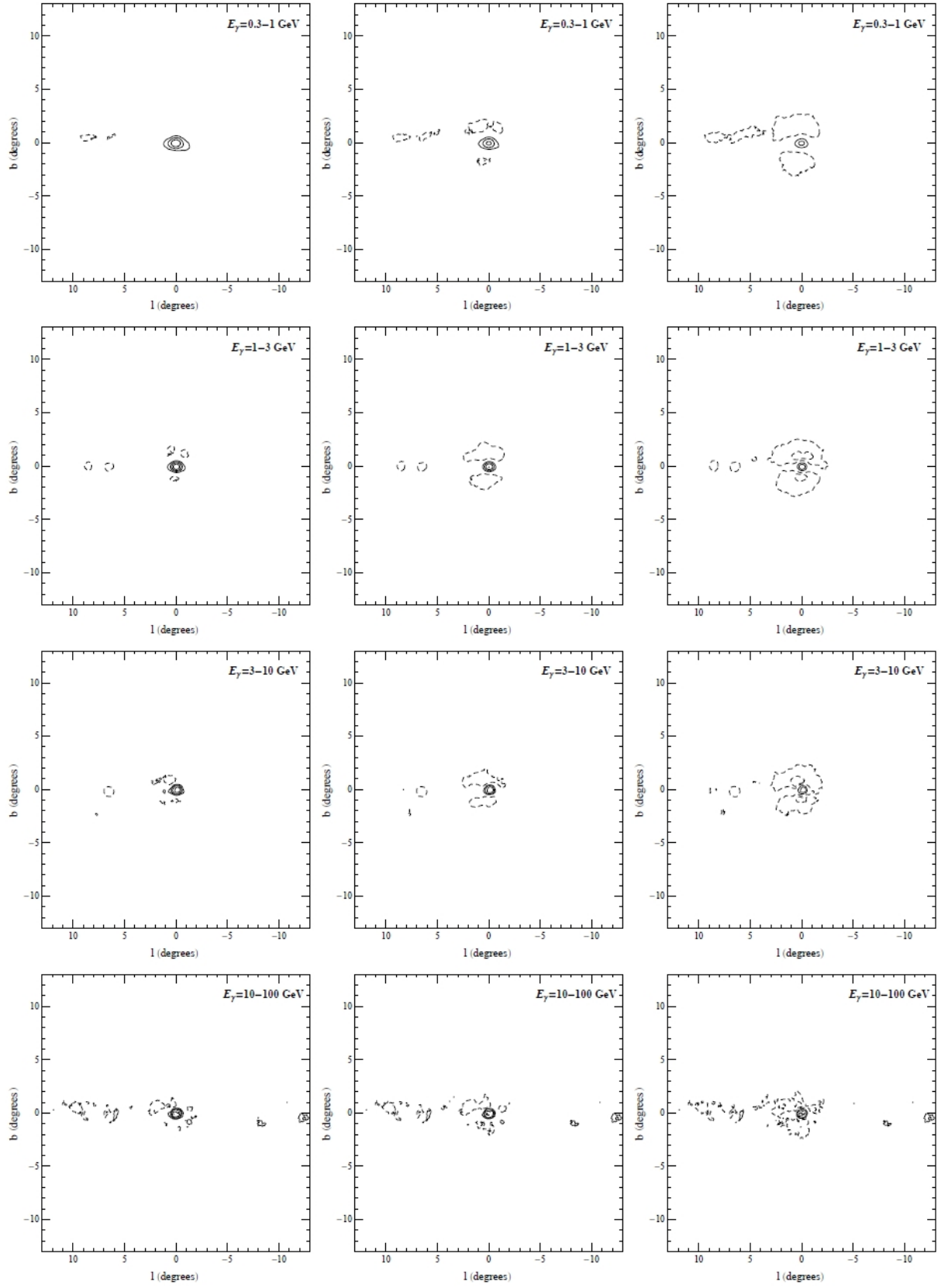


Figura 6.8: Mapas do fluxo-PS-Disco-ME para o modelo NFW ($\gamma = 1$) + Halo constante de raio 100 pc.

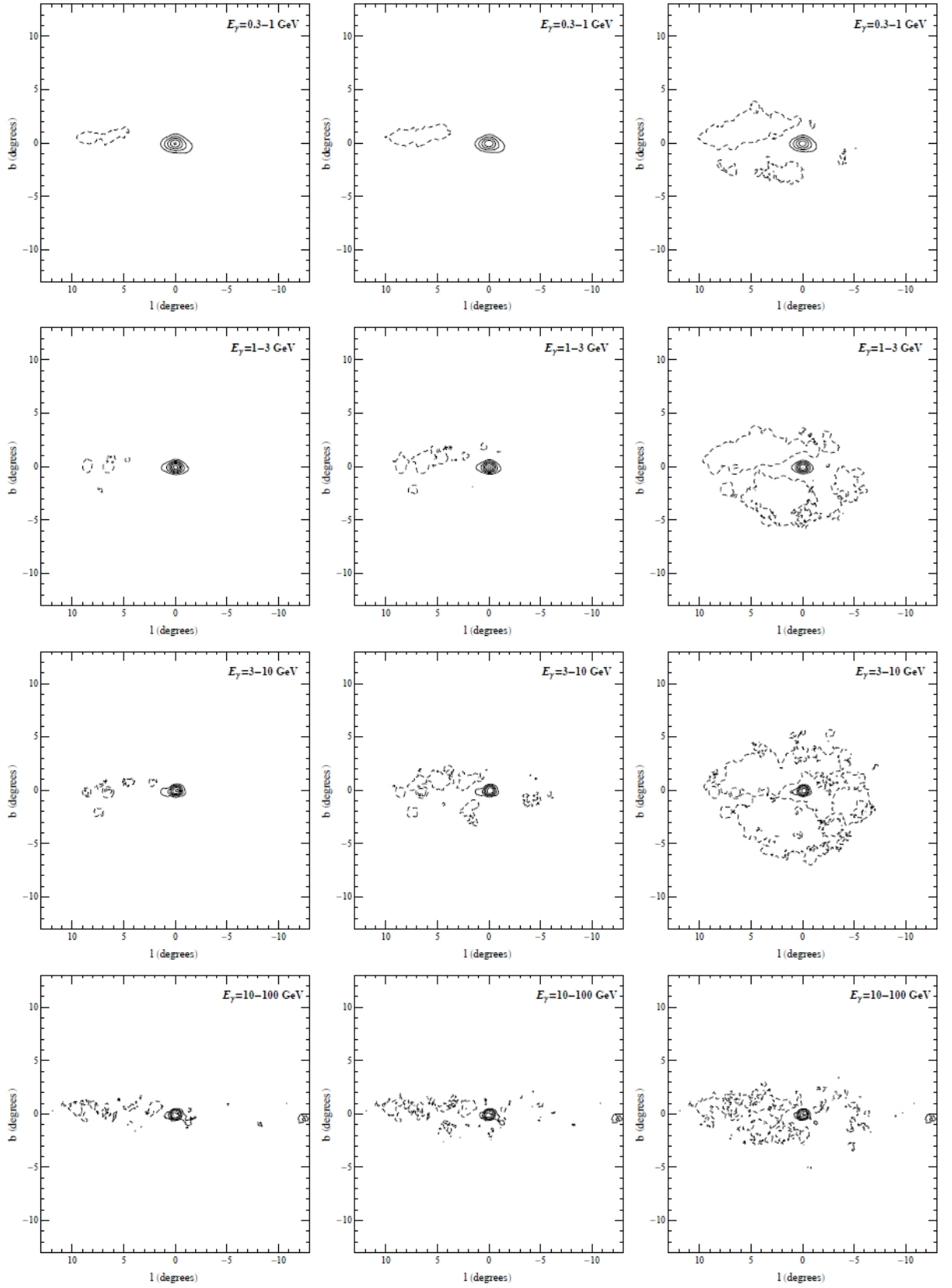


Figura 6.9: Mapas do fluxo-PS-Disco-ME para o modelo NFW ($\gamma = 1$) + Halo constante de raio 1 kpc.

Modelo de Halo	Energia	Normalização (N)
NFW ($\gamma = 1$)	(0.3 – 1) GeV	$1 \times 10^{-28} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
NFW ($\gamma = 1$)	(1 – 3) GeV	$3.6 \times 10^{-29} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
NFW ($\gamma = 1$)	(3 – 10) GeV	$7.9 \times 10^{-30} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
NFW ($\gamma = 1$)	(10 – 100) GeV	$9.5 \times 10^{-31} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
NFW ($\gamma = 1.2$)	(0.3 – 1) GeV	$4.6 \times 10^{-29} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
NFW ($\gamma = 1.2$)	(1 – 3) GeV	$1.5 \times 10^{-29} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
NFW ($\gamma = 1.2$)	(3 – 10) GeV	$2.8 \times 10^{-30} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
NFW ($\gamma = 1.2$)	(10 – 100) GeV	$3.4 \times 10^{-31} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
NFW ($\gamma = 1.4$)	(0.3 – 1) GeV	$9.0 \times 10^{-30} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
NFW ($\gamma = 1.4$)	(1 – 3) GeV	$2.4 \times 10^{-30} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
NFW ($\gamma = 1.4$)	(3 – 10) GeV	$4.2 \times 10^{-31} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
NFW ($\gamma = 1.4$)	(10 – 100) GeV	$6.4 \times 10^{-32} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
Einasto ($\gamma = 1$)	(0.3 – 1) GeV	$5.9 \times 10^{-29} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
Einasto ($\gamma = 1$)	(1 – 3) GeV	$2.3 \times 10^{-29} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
Einasto ($\gamma = 1$)	(3 – 10) GeV	$5.2 \times 10^{-30} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
Einasto ($\gamma = 1$)	(10 – 100) GeV	$5.2 \times 10^{-31} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
Cored ($R_c = 100$ pc)	(0.3 – 1) GeV	$1 \times 10^{-28} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
Cored ($R_c = 100$ pc)	(1 – 3) GeV	$3.6 \times 10^{-29} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
Cored ($R_c = 100$ pc)	(3 – 10) GeV	$7.9 \times 10^{-30} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
Cored ($R_c = 100$ pc)	(10 – 100) GeV	$9.5 \times 10^{-31} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
Cored ($R_c = 1$ Kpc)	(0.3 – 1) GeV	$1 \times 10^{-28} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
Cored ($R_c = 1$ Kpc)	(1 – 3) GeV	$3.6 \times 10^{-29} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
Cored ($R_c = 1$ Kpc)	(3 – 10) GeV	$7.9 \times 10^{-30} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$
Cored ($R_c = 1$ Kpc)	(10 – 100) GeV	$9.5 \times 10^{-31} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-2}$

Tabela 6.1: Limites superiores com 95% de confiança sobre o fator de normalização dado em Eq.(6.6), para diferentes modelos de halo e regiões de energia.

estes resultados, podemos determinar qual deve ser o fluxo máximo oriundo da aniquilação de ME, para cada modelo de halo com 95% de confiança. Como este fluxo depende do canal de aniquilação, da seção de choque de aniquilação e massa da ME, podemos escolher um canal de aniquilação e obter um vínculo sobre a razão seção de choque de aniquilação pela massa da ME, de tal forma que o fluxo gerado de fótons não exceda em 95% o fluxo observado.

Estes vínculos, com 95% de confiança, estão exibidos nas Figs.(6.10)-(6.12) para dife-

rentes canais de aniquilação, usando os modelos de halo NFW com $\gamma = 1, 1.2, 1.4$, Einasto e Cored com $R_c = 100$ e 1000 pc e todos com um branching ratio de 100% nos canais exibidos nas Figs.(6.10)-(6.12). Fomos conservativos e usamos $\rho_\odot = 0.28 \text{ GeV/cm}^3$ nos gráficos superiores

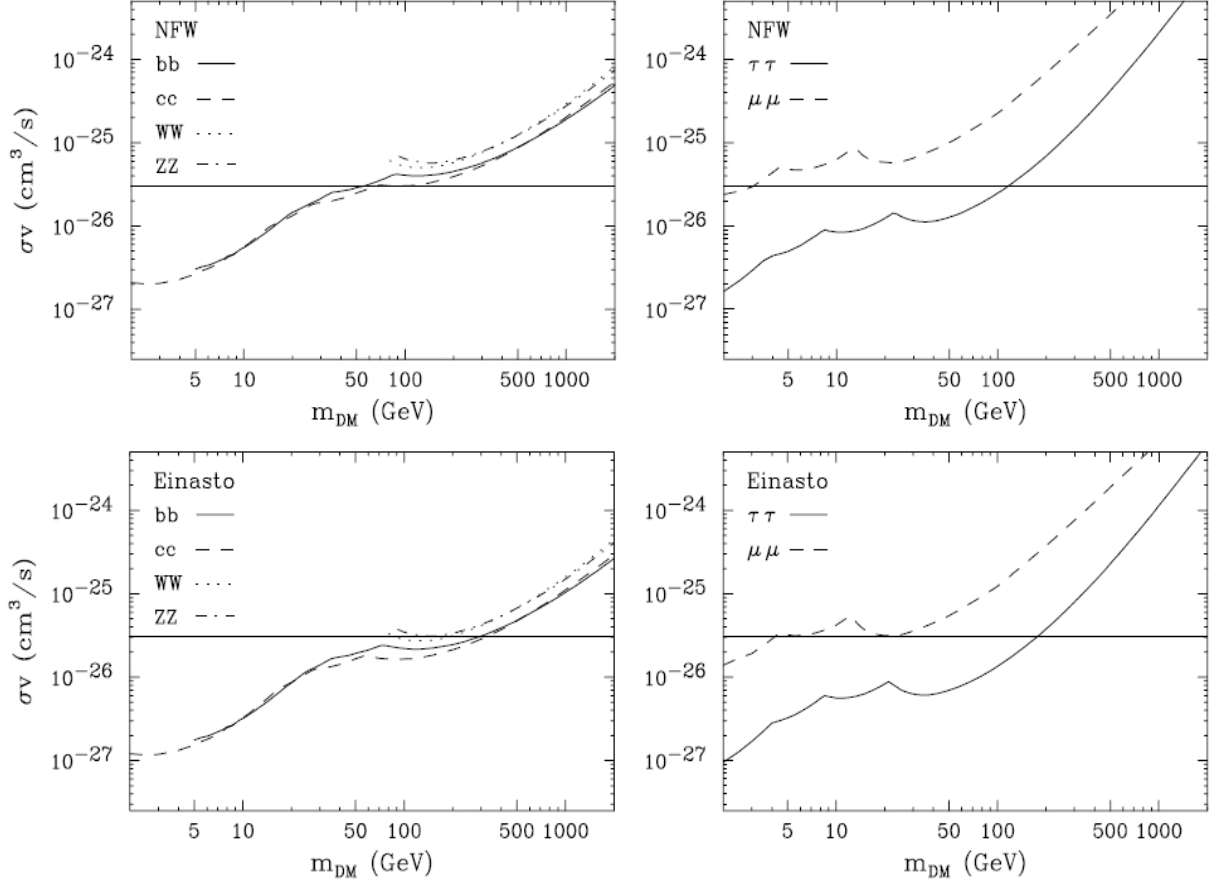


Figura 6.10: Limites com 95% de confiança sobre a seção de choque de aniquilação de ME para os modelos NFW (com $\rho_\odot = 0.28 \text{ GeV/cm}^3$) e Einasto ($\rho_\odot = 0.25 \text{ GeV/cm}^3$).

e $\rho_\odot = 0.25 \text{ GeV/cm}^3$ nos inferiores da Fig.(6.10). Usamos $\rho_\odot = 0.25 \text{ GeV/cm}^3$ (superior) e $\rho_\odot = 0.22 \text{ GeV/cm}^3$ (inferior) na Fig.(6.11) e $\rho_\odot = 0.28 \text{ GeV/cm}^3$ em ambos os gráficos na Fig.(6.12). Estes valores usados para $\rho_\odot$ são obtidos de forma a reproduzir a curva de rotação da Via Láctea [90].

Caso tivéssemos usados um valor maior para a densidade local de ME conforme é indicado por recentes observações (ver Apêndice A.3.1), vínculos um pouco mais poderosos seriam derivados.

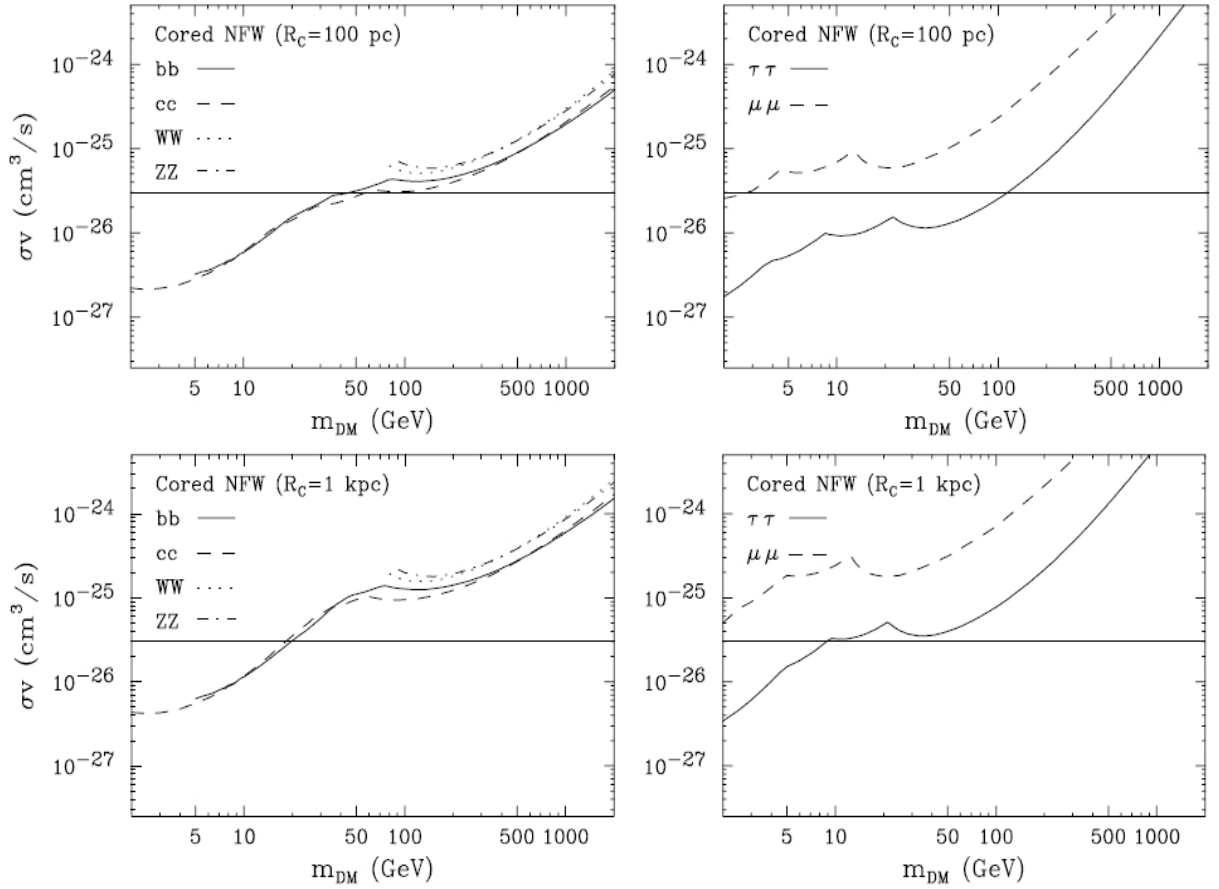


Figura 6.11: Limites com 95% de confiança sobre a seção de choque de aniquilação de ME para os modelos NFW com $\gamma = 1.2$ ($\rho_\odot = 0.25 \text{ GeV/cm}^3$) e $\gamma = 1.4$ ($\rho_\odot = 0.22 \text{ GeV/cm}^3$).

Analisando as Figs.(6.10)-(6.12) concluímos que usando os modelos NFW e Cored com $R_c = 0.1 \text{ Kpc}$, somos capazes de derivar aproximadamente os mesmos vínculos sobre a seção de aniquilação de ME. Entretanto o modelo Cored com $R_c = 1 \text{ Kpc}$ nos possibilita excluir uma maior região de massa em comparação a estes. Segundo que os limites derivados dos modelos Einasto e NFW são semelhantes (diferem de um fator menor que 1.5 nas massas).

A razão pela qual os modelos de halo Cored com $R_c = 0.1 \text{ Kpc}$ e NFW serem praticamente indistinguíveis, deve-se a pobre resolução do Fermi-LAT para ângulos de observação (ψ) pequenos conforme podemos ver na Fig.(A.8).

Agora que exibimos nossos vínculos para diferentes modelos de halo, iremos adiante investigar que limites extraímos sobre a linha de raios gama vinda do GC, observada nos dados do

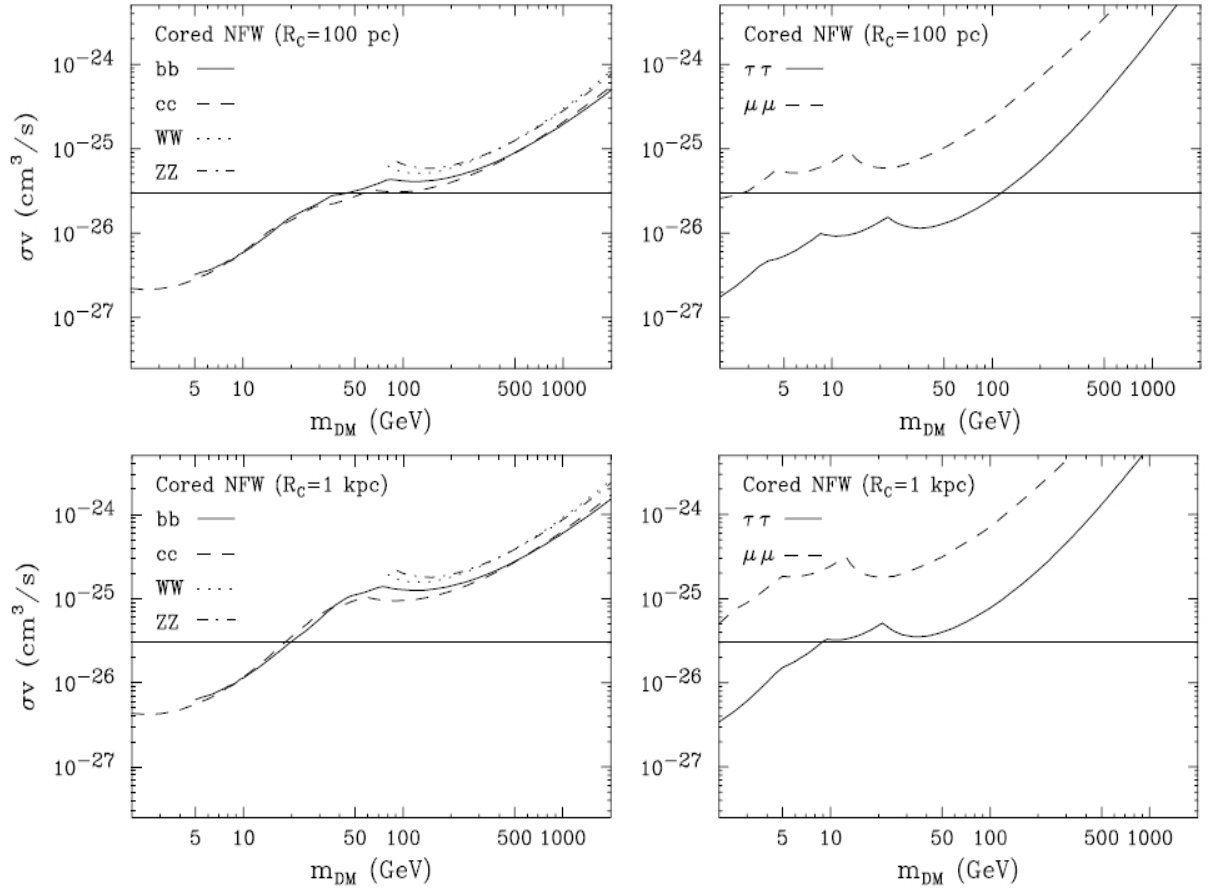


Figura 6.12: Limites com 95% de confiança sobre a seção de choque de aniquilação de ME para os modelos Cored com $R_c = 100$ pc (gráficos superiores) e $R_c = 1$ Kpc (inferiores). Usamos $\rho_\odot = 0.28 \text{ GeV/cm}^3$.

Fermi-LAT for diferentes grupos independentemente.

6.6 Vínculos sobre a Linha de Raios Gama

Vários grupos independentemente têm observado com mais de 4σ a presença de uma linha de raios gama com energia de 130 GeV [91]. De acordo com estes grupos, esta linha estaria vindo de uma região localizada em $l = -1.5^\circ$ e $b = 0$, podendo ser explicada pela aniquilação de ME usando-se um modelo de Einasto.

Motivados por estas observações, realizamos uma análise dos nossos dados para um modelo de Einasto centrado em $l = -1.5^\circ$ e $b = 0$, e encontramos na verdade que de forma a não

ultrapassar o fluxo de ME observado pelo Fermi-LAT o fator de normalização (N) dever ser menor que $2 \times 10^{-31} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1} \text{ GeV}^{-2}$ com 95% de confiança.

Este vínculo sobre o fator de normalização se traduz num vínculo 2.5 vezes mais forte sobre a seção de choque de aniquilação exibida nos gráficos inferiores da Fig.(6.10). Consequentemente excluindo ou tornando no mínimo tornando improvável a possibilidade dessa linha de raios gama ser oriunda da aniquilação de ME pois exige que $M_{WIMP} > 300 \text{ GeV}$.

6.7 Comparando Nossos Resultados e Conclusões

Na Fig.(6.13), exibimos os nossos vínculos derivados de nossas análises para os modelos NFW e Cored com $R_c = 1 \text{ Kpc}$, assim como outros vínculos já encontrados na literatura a respeito da seção de choque de aniquilação de ME. Como podemos observar para um modelo tipo NFW nossos vínculos, com WIMPs se aniquilando em bb , são os mais poderosos já obtidos. Mais fortes até mesmo que os limites obtidos pela própria colaboração do Fermi-LAT.

Portanto, concluimos que o GC serve como um ótimo laboratório para testar a hipótese de WIMPs como ME, e que uma análise sobre o fluxo observado de raios gama oriundo do GC nos possibilita obter vínculos importantes sobre a seção de choque de aniquilação de ME semelhantemente à aquelas provenientes de galáxias anãs [66]-[67], aglomerado de galáxias [68] e de estudos da radiação isotrópica de raios gama [73].

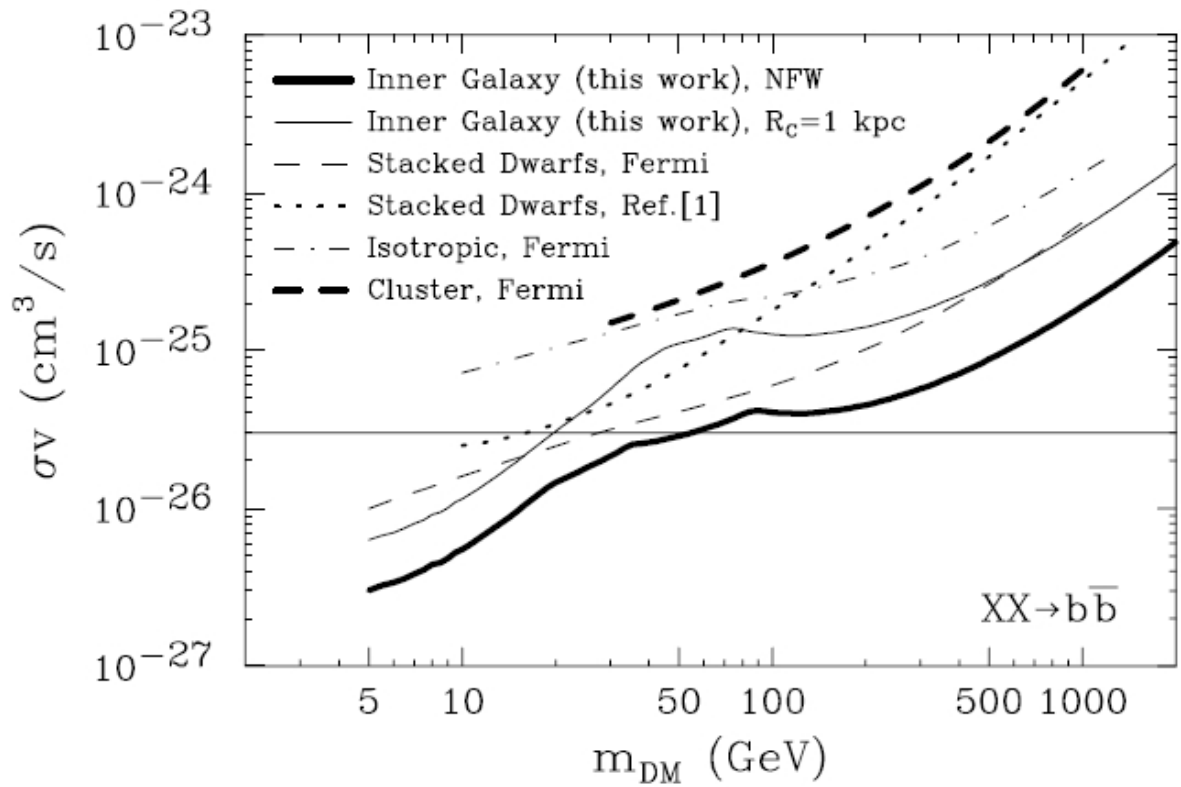


Figura 6.13: Limites com 95% de confiança sobre a seção de choque de aniquilação de ME para os modelos Cored com $R_c = 1$ Kpc e NFW obtidos em nosso trabalho em comparação com vínculos anteriores vindos de galáxias anãs, aglomerados de galáxias [68] e de estudos da radiação isotrópica de raios gama [73].

7 *Conclusões Finais*

Ao longo desta tese, introduzimos conceitos importantes a cerca de detecção direta e indireta de ME, e detalhes dos resultados experimentais de alguns experimentos. Assuntos estes apresentados no apêndice A e na introdução.

Posteriormente, no capítulo 2, mostramos que uma simples extensão mínima do MP, através da inserção de um neutrino de mão direita estéril (como WIMP), mais dois escalares singletos, um sendo carregado e outro neutro é suficiente para obedecer os vínculos mais importantes relacionado a seção de choque WIMP-nucleon vindos do XENON, e capaz de explicar a modulação na taxa de espalhamento observada pelo DAMA e os eventos em excesso observados pelo Co-GeNT e CDMS-II.

Em seguida no capítulo 3, vimos que o 3-3-1LHN possui dois WIMPs em seu espectro capazes de fornecer a abundância correta com massas entre 30 GeV até ~ 1 TeV. Posteriormente vimos que tanto o N_1 como o ϕ , possuem uma região do espaço de parâmetros que obedece os vínculos mais importantes vindos com relação a detecção direta de ME como XENON e CDMS, com apenas 2 parâmetros livres tanto no caso N_1 (massa do Z' e massa do N_1) como no caso do escalar ϕ (massa do ϕ e massa do Higgs).

Mais ainda, mostramos na Fig.4.16 que o ϕ , como WIMP, é capaz de explicar o excesso de eventos observados pelo CDMS-II e na Fig.4.19, que o mesmo pode ser a origem do excesso

em raios gama observado pelo satélite Fermi-LAT.

Por último exploramos a complementariedade entre detecção direta, indireta e LHC no 3-3-1LHN.

No capítulo 4, propomos uma inovadora forma de interpretar as recentes medidas dos satélites WMAP7, Atacama e South Pole que possivelmente estejam apontando para a existência de uma quarta espécie de neutrino, em termos de uma produção não térmica de ME. Em particular, mostramos que o processo de produção via o decaimento $X' \rightarrow X + \gamma$, onde X seria a partícula de ME do Universo é capaz de reproduzir $\Delta N_{eff} = 1$ e obedecer os vínculos vindos da BBN e formação de estruturas.

Por fim no capítulo 5, analisando dados do satélite Fermi-LAT, concluímos que o GC serve como um ótimo laboratório para testar a hipótese de WIMPs como ME e que uma análise sobre o fluxo observado de raios gama oriundo do mesmo, nos possibilitou obter vínculos importantes sobre a seção de choque de aniquilação de ME assim como foi feito em outras pesquisas relacionadas à galaxias anãs e aglomerado de galaxias.

Em suma, na Fig.6.13, exibimos os nossos vínculos derivados de nossas análises para os modelos NFW e Cored com $R_c = 1$ Kpc assim como outros vínculos já encontrados na literatura a respeito da seção de choque de aniquilação de ME. Constatamos que nossos limites são até mais fortes que os obtidos pela própria colaboração do Fermi-LAT.

APÊNDICE A – Detecção Direta e Indireta de Matéria Escura

Neste apêndice iremos abordar com bastante detalhes os métodos de detecção direta e indireta de ME e além disso discutiremos alguns dos principais experimentos existentes. Estes detalhes são fundamentais para o entendimento dos resultados apresentados nessa tese.

A.1 Detecção Direta de Matéria Escura

Como WIMPs desempenham um papel fundamental no processo de formação de estruturas (ver seção 2.1.7) é natural pensar que os mesmos, apesar de serem fracamente interagentes, sejam capazes de se espalhar com os quarks, ou seja núcleos alvo em experimentos localizados na Terra.

A taxa diferencial (também conhecida como espectro de energia) para um espalhamento elástico de ME (WIMP) com uma massa dada por M_{ME} e um núcleo com massa m_N é dada por,

$$\frac{dR}{dE_r} = \frac{N_T \rho_{ME}}{M_{ME}} \int_{v_{min}} v f_E(\vec{v}) \frac{d\sigma}{dE_r}(v, E_r) d^3\vec{v}, \quad (\text{A.1})$$

onde N_T é o número de núcleos alvo por kilograma do detector, ρ_{ME} é a densidade local de ME, $\frac{d\sigma}{dE_r}(v, E_r)$ é a seção de choque diferencial do espalhamento elástico WIMP-Núcleo, $\vec{v}$ é a velocidade do WIMP com relação ao detector terrestre, v_{min} é a velocidade mínima dos WIMPs que pode causar um recuo nuclear de energia E_R , e $f_E(\vec{v})$ é a distribuição de velocidade dos

WIMPs no referencial da Terra (normalizada a 1).

Na nossa galáxia, a velocidade relativa WIMP-Núcleo é da ordem de 200km/s . Portanto este espalhamento ocorre no limite não relativístico, permitindo-nos aplicar simples relações cinemáticas de espalhamento.

Iniciemos com um espalhamento elástico WIMP-Núcleo conforme a Fig.(A.1), Agora su-

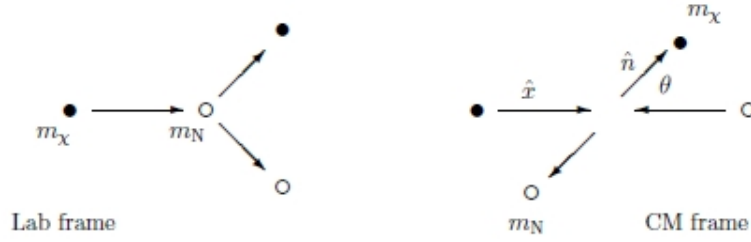


Figura A.1: Espalhamento WIMP-Núcleo [22]. Na figura χ seria a partícula de ME e N o núcleo alvo.

ponha que o WIMP possua uma velocidade em relação ao núcleo em repouso dada por $\vec{v} = v \hat{x}$.

Com isto a velocidade no centro de momento é dada por $\vec{v}_{CM} = M_{ME} v / (M_{ME} + m_N) \hat{x}$ e a velocidade do núcleo é dada por $\vec{v}_{N,CM} = -M_{ME} v / (M_{ME} + m_N) \hat{n}$. Assim, no referencial do laboratório temos, $\vec{v}_{N,LAB} = \vec{v}_{N,CM} + \vec{v}_{CM} = M_{ME} v / (M_{ME} + m_N) (\vec{x} - \vec{n})$.

Consequentemente, a energia depositada pelo WIMP num núcleo qualquer (no referencial de centro de momento) é dada por,

$$E_r = \frac{m_N v_{N,LAB}^2}{2} = \frac{\mu^2 v^2 (1 - \cos \theta)}{m_N}, \quad (\text{A.2})$$

onde θ é o ângulo de espalhamento exibido em Fig.(A.1) e μ é a massa reduzida WIMP-Núcleo no referencial do centro de momento,

$$\mu = \frac{M_{ME} m_N}{M_{ME} + m_N}. \quad (\text{A.3})$$

O limite inferior na integração em Eq.(A.1) é a velocidade mínima que um WIMP deve ter para

produzir um recuo nuclear com energia E_r . Note que isto corresponderia a uma transferência máxima de momento, ou seja com $\theta^* = \pi$. Desta forma a Eq.(A.2) determina que a velocidade de um WIMP é dada por,

$$v_{min} = \sqrt{\frac{m_N E_r}{2\mu^2}}. \quad (A.4)$$

Dentro da nossa galáxia esperamos que os WIMPs não possuam uma velocidade maior que a velocidade de escape determinada pelo potencial gravitacional, inferida ser 544 km/s [92].

Entretanto, quando levamos em conta que o sistema solar está em movimento com relação ao GC ($v \sim 230 \text{ km/s}$), achamos que a velocidade mínima relativa WIMP-Terra é, grosseiramente, de $\sim 800 \text{ km/s}$. O porquê desse valor ficará claro mais adiante, mas uma rápida ideia pode ser fornecida. Apesar da velocidade de escape ser 544 km/s, há objetos se movendo dentro da nossa galáxia. Portanto, pode ocorrer que a velocidade relativa entre dois objetos supere a velocidade de escape. É simplesmente por esta razão, que a velocidade relativa entre dois objetos pode ser superior a v_{esc} .

Na Fig.(A.2) mostramos que quando escolhemos o alvo, ou seja, sabemos a massa do núcleo alvo, nos resta uma variável (M_{ME}) para determinar a velocidade mínima que os WIMPs devem possuir para que sejam capazes de produzir um sinal num determinado experimento que tem um limiar de energia E_r . O limiar de energia é a energia mínima que deve ser depositada por um evento para que o experimento seja capaz de observá-lo.

Substituindo os valores das massas dos núcleos dos experimentos DAMA (Sódio), CoGeNT (Germânio), CRESST (Cálcio e oxigênio), e XENON (XENON) e seus respectivos limiares de energia, encontramos qual a velocidade mínima que os WIMPs devem ter para produzir um sinal observável nesses laboratórios. Observe que para WIMPs com massas $\lesssim 7 \text{ GeV}$ os experimentos DAMA, CoGeNT e CRESST são sensíveis a aproximadamente a mesma velocidade

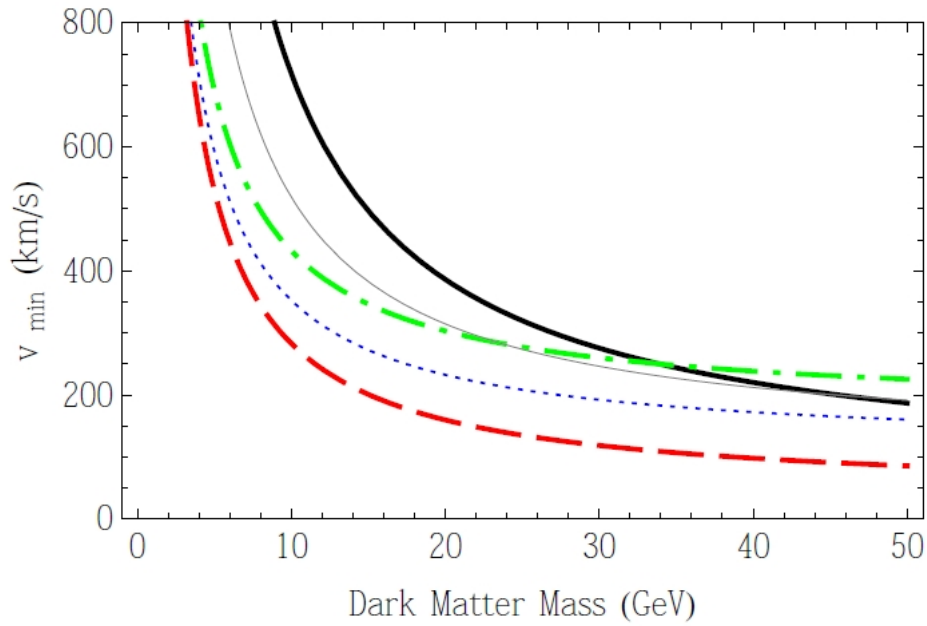


Figura A.2: A velocidade mínima de um WIMP necessária para produzir um sinal detectável nos experimentos para uma dada massa. A linha azul-tracejada refere-se ao Sódio no DAMA que tem $\sim 6\text{KeV}$ de limiar de energia. A linha vermelha-tracejada trata-se do CoGeNT (Germânio) com 2KeV de limiar de energia. A linha preta reflete o XENON100 com 8 KeV de limiar de energia. A velocidade mínima para o CRESSTII Oxigênio (verde-tracejada) e Cálcio (cinza) ambos com 10 KeV de limiar de energia. Figura cedida por Chris Kelso da Universidade de Chicago.

mínima (por um fator menor que 1.2). Comparado a estes experimentos, o XENON100 não é sensível a WIMPs com pequenas massas, pois estes WIMPs precisariam ter uma velocidade mínima muito grande a fim de provocar um sinal observável no XENON.

O XENON100 atualmente possui os principais vínculos existentes sobre a seção de choque de espalhamento elástico WIMP-nucleon e tem excluído uma região importante no espaço dos parâmetros onde os experimentos CoGeNT e DAMA observaram espalhamentos de WIMPs, como veremos posteriormente.

O ponto importante nesta seção que estamos levantando é que: o XENON não possui sensibilidade para WIMPs com massas pequenas $\sim 7\text{GeV}$. Todavia a colaboração do XENON extrapola seus resultados até baixas massas [93], excluindo os resultados observados pelo CREST, DAMA e CoGeNT. Esta extrapolação é um assunto de enorme discussão na comunidade ci-

entífica atualmente, devido às incertezas associadas a este método [94].

O que pretendemos deixar claro aqui é que a falta de observação de eventos de espalhamento de WIMPs leves no XENON, pode ser explicada pelo argumento acima. Este argumento não é conclusivo ainda, e está sob discussão na literatura se os limites do XENON se aplicam ou não a WIMPs com massas de 7 GeV.

Como podemos ver a partir da Eq.(A.1), o sinal observado num experimento subterrâneo procurando por espalhamentos elásticos de WIMPs depende de vários fatores vindos de diferentes áreas na física. Temos os fatores astrofísicos ρ_{ME} e $f_E(\vec{v})$, os fatores de física de partículas inerentes à seção de choque e massa da ME, e por último os fatores de física nuclear inseridos em $\frac{d\sigma}{dE_r}$ como veremos abaixo.

A.1.1 Espalhamento Matéria Escura-Núcleo

A seção de choque WIMP-Núcleo é usualmente separada em duas partes. Uma dependente e outra independente de spin da seguinte forma,

$$\frac{d\sigma}{dE_r} = \left(\frac{d\sigma}{dE_r} \right)_{SI} + \left(\frac{d\sigma}{dE_r} \right)_{SD}. \quad (\text{A.5})$$

Que pode ser expressada assim,

$$\frac{d\sigma}{dE_r} = \frac{m_N}{2\mu^2 v^2} \left(\sigma_0^{SI} F^2(q) + \sigma_0^{SD} S(q) \right), \quad (\text{A.6})$$

onde σ_0^{SI} e σ_0^{SD} são as seção de choque de espalhamento WIMP-Núcleo independente e dependente de spin no limite de transferência nula de momento, e $F^2(q)$, $S(q)$ os fatores de forma.

Vamos de agora em diante discutir as características físicas dos termos que aparecem na Eq.(A.6).

Primeiro, pela Eq.(A.6) notamos que toda a dependência no momento transferido foi posta no fatores de forma ($F^2(q)$ and $S(q)$). Portanto, os mesmos descrevem a dependência da taxa de espalhamento no momento transferido ao núcleo. Veremos posteriormente que esses fatores de forma produzem uma supressão na taxa de eventos quando o momento transferido é alto.

Segundo, como o espalhamento WIMP-Núcleo ocorre no limite não relativístico, o momento transferido é dado por $q^2 = 2\mu v^2(1 - \cos \theta^*)$. Assim o momento máximo transferido pelo WIMP ao núcleo, ambos com massas de 100 GeV (ou seja com $\mu = 50$), é de ~ 20 MeV (usamos $v = 10^{-3}c$). Como podemos ver o momento transferido é muito menor que a massa do WIMP, bem como a massa do núcleo devido a supressão causada pela baixa velocidade dos WIMPs.

Após esses comentários gerais nos ateremos agora a discutir detalhes a respeito das seções de choque independente e dependente de spin que são classificadas de acordo com o tipo de acoplamento que surge na Lagrangiana efetiva abaixo,

$$\mathcal{L}_{eff} = [\bar{\chi} O_j \chi][\bar{q} O_i q], \quad (A.7)$$

onde $O_{i,j}$ são os possíveis acoplamentos entre os quarks e os WIMPs. É importante deixar claro que numa teoria em física de partículas, apenas os acoplamentos WIMP-quarks são determinados. Entretanto, o que entra na taxa de espalhamento é a interação WIMP-Núcleo. Por isso precisamos primeiramente converter a interação WIMP-quark em WIMP-nucleon através da matriz de elementos que leva em conta a distribuição dos quarks e glúons nos nucleons e posteriormente a distribuição dos nucleons nos núcleos. Ao fim de todo esse processo complicado, que requer cálculos de loop e teoria de espalhamento de objetos compostos, encontramos o acoplamento efetivo WIMP-Núcleo. Todo esse procedimento não será abordado em detalhes nesta tese, mas o leitor interessado nos detalhes nucleares que entram nessa conversão é convidado a

ler [12].

A.1.2 Seção de Choque Spin-Independente

A seção de choque spin-independente WIMP-Núcleo surge através de acoplamentos escalares e vetoriais na Lagrangiana efetiva de interação WIMP-quark.

$$\mathcal{L} \supset \alpha_q^S \bar{\chi} \chi \bar{q} q + \alpha_q^V \bar{\chi} \gamma_\mu \chi \bar{q} \gamma^\mu q, \quad (\text{A.8})$$

onde q representa todos os possíveis quarks e α_q^S os acoplamentos entre os quarks e o WIMP de um dado modelo em física de partículas.

- Escalar

Para o caso escalar, após levarmos em conta a distribuição dos quarks e glúons nos núcleos, e a distribuição dos nucleons nos núcleos, encontramos a partir da Eq.(A.8) a seção de choque WIMP-Núcleo,

$$\sigma_0 = \frac{4\mu^2}{\pi} [Zf^p + (A - Z)f^n]^2, \quad (\text{A.9})$$

com,

$$\frac{f^p}{m_p} = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_q^S}{m_q} f_{Tq}^p + \frac{2}{27} f_{TG}^p \sum_{q=c,b,t} \frac{\alpha_q^S}{m_q}, \quad (\text{A.10})$$

onde as quantidades f_{Tq}^p representam as contribuições dos quarks leves para a massa do próton, e são definidas como $m_p f_{Tq}^p \equiv \langle p | m_q \bar{q} q | p \rangle$. O segundo termo é devido a interação do WIMP com os glúons através de um loop de quarks com $f_{TG}^p = 1 - \sum_{q=u,d,s} f_{Tq}^p$. Estas quantidades são medidas experimentalmente com os seguintes valores,

$$f_{Tu}^p = 0.020 \pm 0.004, \quad f_{Td}^p = 0.026 \pm 0.005, \quad f_{Ts}^p = 0.118 \pm 0.062, \quad (\text{A.11})$$

com $f_{Tu}^n = f_{Td}^p$, $f_{Td}^n = f_{Tu}^p$, e $f_{Ts}^n = f_{Ts}^p$.

- Vetorial

Para este tipo de interação o que importa é a diferença entre quarks e anti-quarks no nucleon. O resultado disso é o número de quarks de valência. Portanto essa seção de choque não sofre de incertezas referentes a contribuição dos glúons e dos quarks do oceano na seção de choque, podendo assim ser obtida mais diretamente onde,

$$\sigma_0 = \frac{\mu^2 B_N^2}{64\pi}, \quad (\text{A.12})$$

com,

$$B_N \equiv \alpha_u^V (A + Z) + \alpha_d^V (2A - Z). \quad (\text{A.13})$$

Lembrando que $\alpha_{u,d}^V$ são os acoplamentos WIMP-quark tipo vetoriais da Lagrangiana efetiva Eq.(A.8), e que σ_0 é seção de choque de espalhamento WIMP-Núcleo para um acoplamento vetorial.

Vale lembrar que férmions de Majorana não possuem corrente vetorial. Portanto esse caso se resume a férmions de Dirac ou escalares complexos (veja tabela A.1).

Assim, para um dado modelo de partículas que possua um WIMP que contenha interações vetoriais e escalares, a seção de choque diferencial geral é dada por,

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_r} \right)_{SI} = \frac{2m_N}{\pi v^2} \left[[Zf^p + (A - Z)f^n]^2 + \frac{B_N^2}{256} \right] F^2(E_r). \quad (\text{A.14})$$

Embora tenhamos contribuições vetoriais e escalares (WIMP-quark), a seção de choque os experimentos de detecção direta parametrizam seus resultados em termos da seção de choque escalar WIMP-nucleon (σ_n ou σ_p) da seguinte forma,

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_r} \right)_{SI} = \frac{m_N \sigma_{n,p}}{2v^2 \mu_n^2} \frac{[Zf^p + (A - Z)f^n]^2}{(f^{n,p})^2} F^2(E_r), \quad (\text{A.15})$$

ou,

$$\left(\frac{d\sigma}{d|q^2|} \right)_{SI} = \frac{\sigma_{n,p}}{4v^2\mu_n^2} \frac{[Zf^p + (A-Z)f^n]^2}{(f^{n,p})^2} F^2(|q^2|), \quad (\text{A.16})$$

com,

$$\sigma_{n,p} = \frac{4\mu_{n,p}^2}{\pi} (f^{n,p})^2, \quad (\text{A.17})$$

onde $\mu_{n,p} = M_{ME}M_n/(M_{ME} + M_n)$ é a massa reduzida WIMP-nucleon. Os experimentos também normalmente supõem que o WIMP se acopla da mesma forma com nêutrons e prótons, ou seja, $f^n = f^p$. Neste caso específico obtemos,

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_r} \right)_{SI} = \frac{m_N\sigma_i A^2}{2v^2\mu_i^2} F^2(E_r), \quad (\text{A.18})$$

ou,

$$\left(\frac{d\sigma}{d|q^2|} \right)_{SI} = \frac{\sigma_i A^2}{4v^2\mu_i^2} F^2(|q^2|). \quad (\text{A.19})$$

Desta forma, a seção de choque independente de spin é proporcional ao número de nucleons (A^2). Esta característica conduziu a construção de vários experimentos que se utilizam de elementos pesados como Germânio, Iodo e XENON de forma a amplificar o sinal.

Com isto, caso dois experimentos, que usam diferentes núcleos, observem eventos de WIMPs nos detectores, tais observações comporiam uma enorme evidência da existência de WIMPs, ou seja de ME (Lembre-se estamos comutando os termos WIMP e ME durante esta tese pois neste trabalho significam exatamente a mesma coisa).

É importante ressaltar que esta suposição de que os WIMPs acoplam-se com prótons e nêutrons da mesma forma é válida para alguns modelos em física de partículas. Todos os modelos que possuam uma seção de choque espalhamento relevante mediada por um bóson de gauge tipo Z, isso deixa de ser verdade. Processos que são mediados por escalares tipo Higgs

Spin do WIMP		Operadores Pares
SI	0	$\frac{1}{\Lambda} \phi \phi^* \bar{q} q$
SI	1/2	$\frac{1}{\Lambda^2} \bar{\psi} \psi \bar{q} q$
SI	1	$\frac{1}{\Lambda} A_\mu^* A^\mu \bar{q} q$
SD	1/2	$\frac{1}{\Lambda^2} \bar{\chi} \gamma_\mu \gamma_5 \chi \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q$
SD	1	$\frac{1}{\Lambda} (\partial_\alpha A_\beta^* A_\nu - A_\beta^* \partial_\alpha A_\nu) \epsilon^{\alpha\beta\nu\mu} \bar{q} \gamma_5 \gamma_\mu q$
Spin do WIMP		Operadores Ímpares
SI	0	$((\partial_\mu \phi) \phi^* - \phi (\partial_\mu \phi^*)) \bar{q} \gamma_\mu q$
SI	1/2	$\frac{1}{\Lambda^2} \bar{\chi} \gamma_\mu \chi \bar{q} \gamma^\mu q$
SI	1	$(A^{*\alpha} \partial_\mu A_\alpha - A^\alpha \partial_\mu A_\alpha^*) \bar{q} \gamma^\mu q$
SD	1/2	$\bar{\chi} \sigma_{\mu\nu} \chi \bar{q} \sigma^{\mu\nu} q$
SD	1	$(A_\mu A_\nu^* - A_\mu^* A_\nu) \bar{q} \sigma^{\mu\nu} q$

Tabela A.1: Operadores que são (não são) inalterados pela troca do campo pelo seu conjugado são denominados ímpares (pares) [26]. Por se tratar de operadores efetivos normalizamos por uma escala de energia Λ .

forneem $\sigma_n = \sigma_p$.

Em suma na tabela A.1, exibimos que tipo de seções de choque encontramos de acordo com o spin do WIMP e o acoplamento do WIMP-nucleon. Bem além da seção de choque independente de spin, como vimos temos uma componente dependente de spin que será abordada a seguir.

A.1.3 Seção de Choque Spin-Dependente

Os acoplamentos que geram uma seção de choque dependente de spin são os termos proporcionais a $\gamma_\mu \gamma_5$ como podemos ver na Eq.(A.1). Para um WIMP fermiônico temos [26],

$$\mathcal{L} \supset \alpha_q^A (\bar{\chi} \gamma^\mu \gamma_5 \chi) (\bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q). \quad (\text{A.20})$$

Se a ME possuir spin 1, como ocorre no caso de termos um bóson de gauge como WIMP, como ocorre no 331LHN, a Lagrangiana efetiva se reduz a:

$$\mathcal{L} \supset \alpha_q^A (\partial_\alpha A_\beta^* A_\nu - A_\beta^* \partial_\alpha A_\nu) \epsilon^{\alpha\beta\nu\mu} \bar{q} \gamma_5 \gamma_\mu q. \quad (\text{A.21})$$

Em ambos os casos a matriz de elementos pode ser escrita como,

$$\langle N | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q | N \rangle = 2\lambda_q^N \langle N | J_N | N \rangle, \quad (\text{A.22})$$

com λ_q^N dado em função do momento angular do núcleo e a matriz de elementos dos quarks conforme a seguir,

$$\lambda_q^N \simeq \frac{\Delta_q^{(p)} \langle S_p \rangle + \Delta_q^{(n)} \langle S_n \rangle}{J}, \quad (\text{A.23})$$

onde J é o momento angular total do núcleo e as quantidades Δq^n estão relacionadas com a matriz de elementos com acoplamento vetor-axial entre os nucleons com, $\langle n | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q | n \rangle = 2s_\mu^{(n)} \Delta_q^{(n)}$, e $\langle S_{p,n} \rangle = \langle N | S_{p,n} | N \rangle$ é o valor esperado do spin do grupo de prótons e nêutrons no núcleo.

Vamos definir um novo parâmetro Λ dado por,

$$\Lambda = \frac{1}{J} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle], \quad (\text{A.24})$$

com,

$$a_p = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_q^A}{\sqrt{2}G_F} \Delta_q^p; \quad a_n = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_q^A}{\sqrt{2}G_F} \Delta_q^n. \quad (\text{A.25})$$

Com isto podemos reescrever a seção de choque diferencial dependente de spin como sendo,

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_r} \right)_{SD} = \frac{16m_N}{\pi v^2} \Lambda^2 G_F^2 J(J+1) \frac{S(E_r)}{S(0)}, \quad (\text{A.26})$$

ou,

$$\left(\frac{d\sigma}{d|q^2|} \right)_{SD} = \frac{32}{\pi v^2} \Lambda^2 G_F^2 J(J+1) \frac{S(|q^2|)}{S(0)}. \quad (\text{A.27})$$

O fator de forma $S(E_r)$ na Eq.(A.26) carrega a informação sobre a interação WIMP-Núcleo, ou seja, ele nos diz como o WIMP enxerga o núcleo. Mais detalhes sobre o mesmo será dado adiante.

Núcleo	Z	Nucleon	J	$\langle S_p \rangle$	$\langle S_n \rangle$	$\frac{4\langle S_p \rangle^2(J+1)}{3J}$	$\frac{4\langle S_n \rangle^2(J+1)}{3J}$
^{19}F	9	p	1/2	0.477	-0.004	9.1×10^{-1}	6.4×10^{-5}
^{23}Na	11	p	3/2	0.248	0.020	1.3×10^{-1}	8.9×10^{-4}
^{27}Al	13	p	5/2	-0.343	0.030	2.2×10^{-1}	1.7×10^{-3}
^{29}Si	14	n	1/2	-0.002	0.130	1.6×10^{-5}	6.8×10^{-2}
^{35}Cl	17	p	3/2	-0.083	0.004	1.5×10^{-2}	3.6×10^{-5}
^{39}K	19	p	3/2	-0.180	0.050	7.2×10^{-2}	5.6×10^{-3}
^{73}Ge	32	n	9/2	0.030	0.378	1.5×10^{-3}	2.3×10^{-1}
^{93}Nb	41	p	9/2	0.460	0.080	3.4×10^{-1}	1.0×10^{-2}
^{125}Te	52	n	1/2	0.001	0.287	4.0×10^{-6}	3.3×10^{-1}
^{127}I	53	p	5/2	0.309	0.075	1.8×10^{-1}	1.0×10^{-2}
^{129}Xe	54	n	1/2	0.028	0.359	3.1×10^{-3}	5.2×10^{-1}
^{131}Xe	54	n	3/2	-0.009	-0.227	1.8×10^{-4}	1.2×10^{-1}

Tabela A.2: Aqui nucleon significa a quantidade de nucleons em excesso que podem ser prótons ou nêutrons. Z é o número atômico, J spin total do núcleo, e os valores esperados de do spin dos prótons e neutrinos dentro do núcleo. Observe que dependendo do elemento usado a seção de choque pode sobre uma amplificação ou supressão por várias ordens de magnitude. Este fato deve ser levado em conta ao comparar resultados de diferentes experimentos. Figura retirada de [95].

A tabela A.2 mostra os valores dos parâmetros importantes para a seção de choque dependente de spin para os elementos atualmente mais usados na literatura para detecção spin dependente de matéria escura.

A obtenção desses resultados está completamente fora do foco dessa tese, simplesmente usamos os valores indicados na literatura para prever a taxa de espalhamento elástico spin dependente WIMP-Núcleo. Existe uma intensa pesquisa na literatura a respeito desses fatores nucleares que entram na taxa de espalhamento, pois, ainda há incertezas apreciáveis e importantes com relação aos mesmos. Para mais detalhes ver [95]. Agora que obtemos e discutimos algumas características das seções de choque dependente e independente de spin, iremos compará-las de forma a ter uma ideia de como as duas se comportam e qual é a dominante.

A.1.4 Comparando as Seções de Choque Spin-Independente e Spin-Dependente

De forma geral, como vimos na Eq.(A.5), as duas seções de choque devem ser incluídas. Todavia, a seção de choque independente de spin é proporcional ao número de nucleons ao quadrado, ou seja A^2 . Enquanto a seção de choque dependente de spin é proporcional a $(J + 1)/J$. Assim, a seção de choque dependente de spin não possui nenhum ganho com o spin total do núcleo. Portanto, à medida que lidamos com elementos cada vez mais pesados, a seção de choque independente de spin tende a ser dominante. Isso é exatamente o que ocorre.

Na literatura podemos encontrar referências afirmando que para núcleos com $A > 20, 30$ a seção de choque independente de spin é dominante [12]. Na realidade, esta afirmação é bastante dependente de modelo. Se os fatores de forma forem desprezados isto está correto.

Caso os fatores de forma sejam considerados, veremos que os mesmos não nos possibilita tal afirmação e é exatamente sobre os mesmos que iremos falar adiante.

A.1.5 Fatores de Forma

Regime de Espalhamento Coerente

Para se ter uma ideia física clara, sobre a importância do fator de forma, vamos relembrar um pouco de física moderna. Sabemos que, quando o comprimento de onda de De Broglie $\lambda > A^{1/3}$ fm ($A^{1/3}$ é o raio do núcleo), então o WIMP interage com o núcleo como um todo, ou seja, coerentemente. Neste limite, o fator de forma não importa muito. Sob esta aproximação estimamos que o espalhamento deixa de ser coerente quando:

$$\lambda = \frac{\hbar}{q} = \frac{\hbar}{\sqrt{2M_N E_r}} = \frac{197 \text{ MeV fm}}{2A E_r (\text{KeV})} < A^{1/3}, \quad (\text{A.28})$$

que implica em,

$$E_r > \frac{2 \times 10^4}{A^{5/3}} \text{KeV}. \quad (\text{A.29})$$

Na Fig.(A.3), exibimos o regime de coerência dos núcleos mais usados nos experimentos atualmente. Observe que quão mais pesado for o núcleo, menor é a região de energia que proporciona

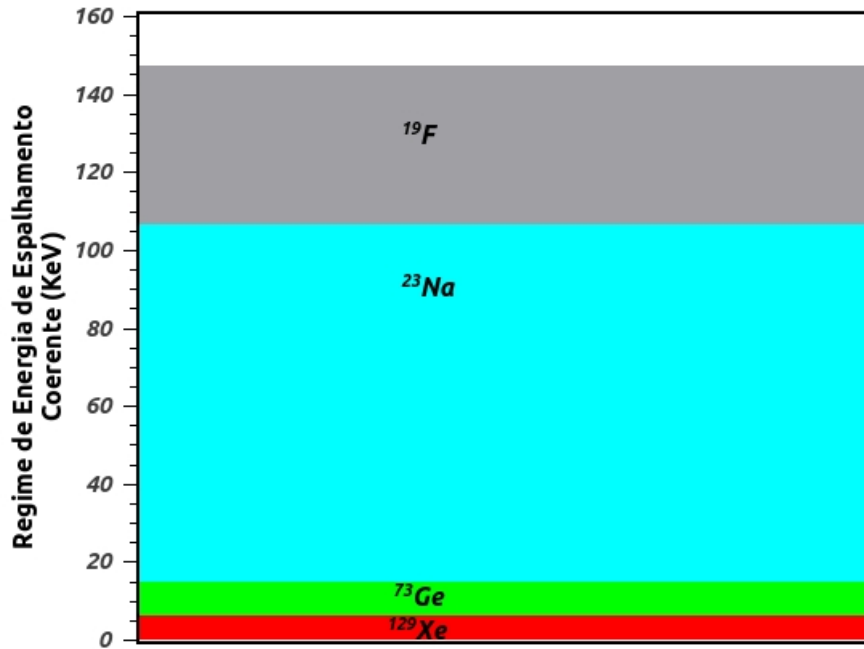


Figura A.3: Regime de Espalhamento coerente WIMP-Núcleo.

um espalhamento coerente.

Portanto, apesar da seção de choque independente de spin crescer com A^2 , e nos fazer pensar que quanto mais pesado for o núcleo alvo melhor, vemos que núcleos relativamente pesados como Ge e Xe proporcionam um espalhamento não coerente rapidamente, em comparação com núcleos mais leves, como Sódio e Flúor.

Isto é fundamental, pois como veremos a baixo, o fator de forma imprime uma supressão na taxa de espalhamento WIMP-Núcleo, consequentemente suprimindo o sinal.

Em suma, núcleos mais pesados que o Xe não irão proporcionar um aumento significativo no sinal, devido a supressão exercida pelo fator de forma [95].

Fator de Forma Spin-Independente

Vimos acima uma ideia bem simples a respeito da importância do fator de forma. Numa análise mais rigorosa os fatores de forma devem sempre ser levados em conta em qualquer situação. O fator de forma é determinado a partir da transformada de Fourier da distribuição de cargas no núcleo,

$$F(q) = \frac{1}{Ze} \int \rho_{carga}(r) \exp^{-i \cdot q r} d^3 r = \frac{1}{Ze} \int_0^\infty \rho_{carga}(r) \frac{\sin(qr)}{qr} 4\pi r^2 dr. \quad (A.30)$$

Através do espalhamento elástico de múons e elétrons com núcleos, uma relação empírica pode ser obtida. Obviamente a expressão exata do fator de forma vai depender da distribuição de carga no núcleo. Portanto cada núcleo terá um fator de forma diferente em princípio. Existe uma parametrização conhecida na literatura como parametrização de Helm, que trata o núcleo como uma esfera rígida de raio R_1 e espessura s . Este fator de Helm é expresso conforme a seguir,

$$F(q) = 3 \frac{j_1(qR_1)}{qR_1} \exp^{-q^2 s^2 / 2}, \quad (A.31)$$

com,

$$R_1^2 = (1.23A^{1/3} - 0.6 fm)^2 + \frac{7\pi^2}{3} a^2 - 5s^2, \quad (A.32)$$

e,

$$j_1(x) = \sin(x)/x^2 - \cos/x. \quad (A.33)$$

O momento na Eq.(A.31) tem unidade de fm^{-1} , assim devemos usar a relação $1 fm = 5.07 GeV^{-1}$ e escrevê-lo da seguinte forma,

$$q = \sqrt{2 M_N [GeV] E [KeV]} 5.07 \times 10^{-3} fm^{-1}. \quad (A.34)$$

Através dessa parametrização, obtêm-se os valores dos parâmetros a e s na unidade de fm ($a = 0.52$ fm e $s = 0.9$ fm) que melhor reproduzem os dados experimentais. Com isto precisamos apenas colocar o valor da massa do núcleo que estivermos considerando, que iremos obter o fator de forma daquele núcleo em função da energia.

Um grupo de pesquisadores em [98] mostrou que se ao invés de usarmos o valor dos parâmetros a e s ajustados acima, usássemos os valores empíricos dos mesmos individualmente, diminuiríamos entre 10 – 20% nosso erro com relação a taxa de espalhamento WIMP-Núcleo para os núcleos de ^{70}Ge , ^{40}Ca e ^{129}Xe . De forma inversa, como algumas colaborações de experimentos de detecção direta de ME, usam os valores ajustados em vez dos empíricos, uma vez que não há ainda valores empíricos para alguns núcleos, devemos estar cientes que um erro aproximadamente da ordem de 20% é esperado nos seus limites.

Mais ainda, de forma prática os limites de exclusão sobre a seção de choque WIMP-nucleon reportado pelos experimentos devem ser afetados também por um fator de 20%. Portanto, os fatores nucleares que entram no espalhamento WIMP-Núcleo são fundamentais já que estamos buscando a descoberta de uma nova partícula. Na figura abaixo nós exibimos o fator de forma para três diferentes núcleos usando Eq.(A.31). Nos nossos resultados, não usaremos essa parametrização de Helm, usaremos o modelo chamado Two-Parameter Fermi (Dois parâmetros de Fermi) também conhecido como Woods-Saxon, que é também bastante usado na literatura, já possui resultados numéricos para diversos núcleos [26]. Este modelo supõe que a densidade do núcleo é dada por,

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\exp\frac{(r-R_A)}{a} + 1}, \quad (\text{A.35})$$

onde ρ_0 é a densidade quando $r = R_A$, a é um parâmetro relacionado com a espessura da superfície (t) com $t = 4 \ln 3 a$, onde R_A é o raio de meia densidade. Como não há uma expressão

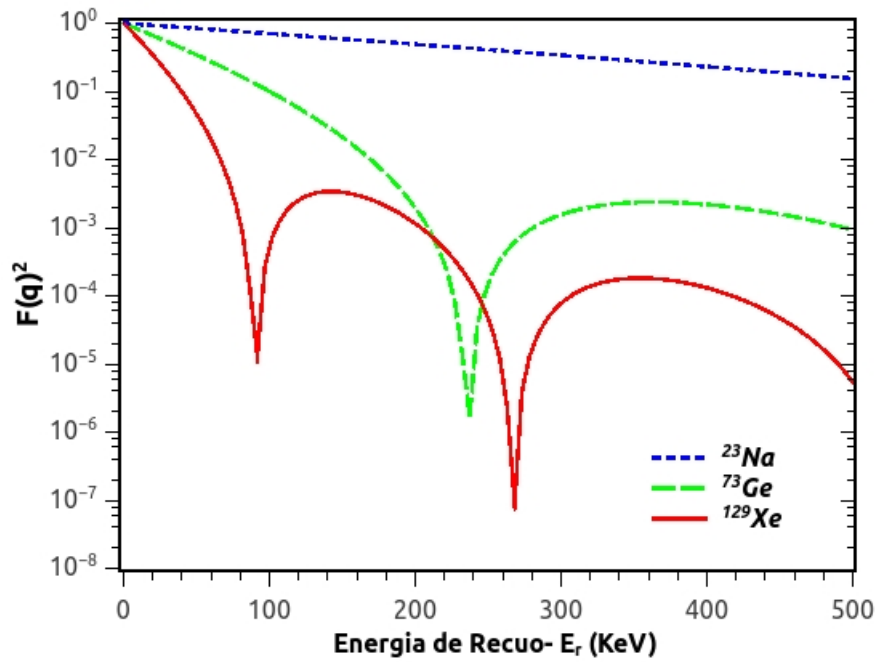


Figura A.4: Fatores de forma para os núcleos ^{23}Na (azul), ^{73}Ge (verde) e ^{129}Xe . Observamos claramente que para núcleos cada vez mais pesados há uma supressão no fator de forma $F(q)$. A figura está representada na escala Log-linear para melhor visualização.

analítica para o fator de forma do modelo Fermi/Wood-Saxon uma abordagem numérica deve ser realizada [26]. A partir de dados obtidos a partir de espalhamentos com múons os parâmetros R_A e a são parametrizados como,

$$R_A = 1.23A^{\frac{1}{3}} - 0.6 \text{ fm}, \quad (\text{A.36})$$

com $a = 0.52 \text{ fm}$.

Fator de Forma Spin-Dependente

O fator de forma spin-dependente também é obtido via a Eq.(A.30). Um modelo proposto na literatura trata o núcleo como uma casca esférica composta de nucleons similarmente ao caso do modelo de Helm. Neste caso o fator de forma é dado por,

$$S(q) = \frac{\text{Sen}(qR)}{qR}, \quad (\text{A.37})$$

onde R é o raio da casca esférica.

Todavia o modelo mais utilizado na literatura e que será usado nos nossos resultados é obtido experimentalmente para cada núcleo, parametrizado como,

$$S(q) = a_0^2 S_{00}(q) + a_0 a_1 S_{01}(q) + a_1^2 S_{11}(q), \quad (\text{A.38})$$

onde $a_0 = a_p + a_n$ e $a_1 = a_p - a_n$ são os parâmetros isoescalar e isovetor, com a_p e a_n dados em Eq.(A.25).

Os parâmetros S_{00} , S_{01} e S_{11} são funções de estrutura nuclear, que levam em conta tanto a magnitude do spin no nucleon, assim como a distribuição espacial do spin e são expressos conforme,

$$S_{00} = C(J_A)(S_p + S_n)^2, \quad (\text{A.39})$$

$$S_{11} = C(J_A)(S_p - S_n)^2, \quad (\text{A.40})$$

$$S_{01} = 2C(J_A)(S_p + S_n)(S_p - S_n), \quad (\text{A.41})$$

com $C(J_A) = (2J_A + 1)(J + 1)/4\pi J$, onde J é o Spin nuclear total dado na tabela A.2.

Até o momento, já discutimos com certo detalhe os fatores de forma e as seções choque dependente e independente de spin. Porém, falta um importante fator que entra na taxa de espalhamento WIMP-Núcleo que é a distribuição de velocidade que será discutida a seguir.

A.2 Distribuição de Velocidade da Matéria Escura

Antes de obter a distribuição de velocidade de ME, vamos recordar que a taxa de espalhamento elástico WIMP-Núcleo após substituir as seção de choque diferencial spin-independente

A.14 e spin-dependente A.26 é,

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dE_r} = & \frac{N_T \rho_{ME}}{M_{ME}} \int_{v_{min}} v \cdot f_E(\vec{v}) d^3v \left[\frac{M_N \sigma_i}{2v^2 \mu_n^2} \frac{(Zf_p + (A-Z)f_n)^2}{f_i^2} + \frac{B_N^2}{256} \right] F^2(E_r) \\ & + \frac{N_T \rho_{ME}}{M_{ME}} \int_{v_{min}} v \cdot f_E(\vec{v}) d^3v \left[\frac{16M_N}{\pi v^2} \Lambda^2 G_F^2 J(J+1) \right] \frac{S(E_r)}{S(0)}, \end{aligned} \quad (A.42)$$

onde N_T é o número de núcleos alvo por kilograma do detector, m_N é a massa do núcleo alvo, ρ_{ME} é a densidade local de matéria escura, M_{ME} é a massa do WIMP, μ_n é a massa reduzida WIMP-nucleon (próton ou nêutron), Z e A são o número e massa atômica do núcleo em GeV, $F(q)$ é o fator de forma spin-independente dado na Eq.(A.35), $S(q)$ é o fator de forma spin-dependente dado na Eq.(A.38), $f_{n,p}$ são os acoplamentos efetivos WIMP-nucleon, próton ou nêutrons respectivamente determinados na Eq.(A.10), Λ é um parâmetro definido na Eq.(A.24) e escrito em função do spin total do núcleo e de acoplamentos efetivos que traduzem a interação WIMP-Núcleo e $v_{min} = (m_N E_r / 2\mu^2)^{1/2}$.

Observamos que o termo vetorial spin-independente na Eq.(A.42) (segundo termo) não é amplificado por $1/v^2$ uma vez que $v = 10^{-3}c$. Assim os experimentos voltados para detecção direta spin-independente de WIMPs parametrizam seus resultados em termo da seção de choque escalar por ser dominante. Com isto a taxa de espalhamento elástico WIMP-Núcleo spin-independente é dada por,

$$\frac{dR}{dE_r} = \frac{N_T \rho_{ME} m_N}{2m_{ME} \mu_n^2} \frac{[f_p Z + f_n (A - Z)]^2}{f_i^2} \sigma_i F^2(q) g(v_{min}), \quad (A.43)$$

onde toda a dependência na distribuição de velocidade está aglomerada em $g(v_{min})$,

$$g(v_{min}) = \int_{v > v_{min}} \frac{1}{v} f_E(\vec{v}, t) d^3\vec{v} = \int_{v > v_{min}} \frac{1}{v} f(\vec{v} + \vec{v}_e(t)) d^3\vec{v}. \quad (A.44)$$

Na equação acima, f_E representa a distribuição de velocidade dos WIMPs na nossa galáxia no referencial da Terra, f a distribuição de velocidade dos WIMPs no referencial de repouso da

galáxia, $\vec{v}$ é a velocidade relativa dos WIMPs com a Terra, e $\vec{v}_E(t)$ é a velocidade da Terra no referencial da galáxia. Observe que o único termo dependente do tempo é a velocidade da Terra, pois a mesma a cada seis meses muda a sua direção com relação ao fluxo de WIMPs.

Como o sistema solar está em movimento com relação ao referencial da galáxia, o sistema solar possui uma velocidade relativa com relação ao GC igual, ou seja, com relação aos WIMPs.

Essa velocidade relativa é responsável por um fluxo de WIMPs no nosso sistema solar. Se desprezarmos a velocidade de translação da Terra, concluímos que a velocidade relativa dos WIMPs com a Terra é igual a velocidade do sistema solar com relação ao GC, ou seja igual velocidade de escape do Sol com relação ao GC. Entretanto na realidade o movimento da Terra deve ser levado em conta, e os WIMPs não estão em repouso eles possuem uma distribuição de velocidade.

Como consequência do movimento de translação da Terra a velocidade relativa WIMPs-Terra será maior quando a terra se mover na mesma direção do fluxo de WIMPs, e menor quando a Terra se mover no sentido contrário. Como sabemos a Terra não se move paralelamente ao disco da galáxia, seu eixo de movimento possui um angulo com relação ao disco da galáxia e isso obviamente deve ser computado.

De qualquer forma haverá uma modulação anual com período de exatamente 1 ano, na taxa de espalhamento do WIMP-Núcleo nos experimentos Terrestres. Como a velocidade relativa WIMP-Terra possui uma correção muito pequena quando levamos em conta o movimento de translação de Terra ($\simeq 10\%$) o efeito da modulação na taxa WIMP-Núcleo é ordens de magnitude menor que taxa de espalhamento WIMP-Núcleo absoluta.

Uma vez que esclarecemos a física por trás do modulação anual no fluxo de WIMPs nos experimentos terrestres, e algumas características da taxa de espalhamento WIMP-Núcleo, vamos

discutir com um pouco de mais detalhes o papel da velocidade da Terra nesta modulação.

A.2.1 O Movimento da Terra

Como discutimos, o movimento de translação da Terra induz uma modulação anual no sinal da ME nos detectores subterrâneos Terrestres como CoGeNT e DAMA. Nesta seção, iremos apresentar os detalhes necessários para precisar os efeitos do movimento terrestre de forma similar a [96].

Durante esta seção, os vetores unidade terão a seguinte direção: O primeiro na direção do GC, o segundo na direção da rotação do disco, e o terceiro na direção do Polo Norte.

No referencial de repouso do halo galático, o movimento da terra pode ser escrito como,

$$\vec{v}_e(t) = \vec{v}_\odot + v_\oplus [\hat{\epsilon}_1 \cos\{\omega(t - t_1)\} + \hat{\epsilon}_2 \sin\{\omega(t - t_1)\}]. \quad (\text{A.45})$$

Nesta expressão $\vec{v}_\odot$ é a velocidade do Sol, $v_\oplus = 29.8 \text{ km/s}$ é a velocidade orbital da Terra, $\hat{\epsilon}_1$ e $\hat{\epsilon}_2$ são as direções do movimento da Terra ao redor do Sol no Equinócio da primavera ($t_1 = 80$ dias, 21 de Março) e no Solstício de verão ($t_1 = 173$ dias, 21 de Junho) respectivamente.

O movimento do Sol ao redor da galáxia é tipicamente dividido em duas velocidades,

$$\vec{v}_\odot = \vec{v}_{LSR} + \vec{v}_{pec}, \quad (\text{A.46})$$

onde $\vec{v}_{LSR}$ é a velocidade de escape do Sol e $\vec{v}_{pec}$ é a velocidade peculiar do Sol com relação a estrelas vizinhas com, $\vec{v}_{LSR} = (0, v_0, 0)$ and $\vec{v}_{pec} = (10, 13, 7) \text{ km/s}$.

Os vetores unidades definindo o movimento da Terra em Eq.(A.45) são dados por,

$$\hat{\epsilon}_1 = (0.9931, 0.1170, -0.01032), \quad (\text{A.47})$$

$$\hat{\epsilon}_2 = (-0.0670, 0.4927, -0.8676). \quad (\text{A.48})$$

A dependência temporal na velocidade da Terra é comumente escrita em termos da função cosseno conforme,

$$v_e(t) = \sqrt{v_{\odot}^2 + v_{\oplus}^2 + 2b v_{\odot} v_{\oplus} \cos\{\omega(t - t_m)\}}, \quad (\text{A.49})$$

com t_m sendo o tempo em dias que determina quando a velocidade da Terra é máxima.

Este tempo é encontrado usando,

$$\cos\{\omega(t_m - t_1)\} = \frac{b_1}{b}, \quad \sin\{\omega(t_m - t_1)\} = \frac{b_2}{b}, \quad (\text{A.50})$$

onde $b_i \equiv \hat{\epsilon}_i \cdot \hat{v}_{\odot}$ e $b = \sqrt{b_1^2 + b_2^2}$.

Usando $v_0 = 220 \text{ km/s}$, encontramos $b = 0.49$ e $t_m = 152$ dias (1 de Junho). Isto significa que nesta data a taxa de espalhamento WIMP-Núcleo é maximizada.

Agora que descrevemos o papel do movimento da Terra na taxa de espalhamento, vamos falar propriamente da distribuição de velocidade dos WIMPs.

A.2.2 O Modelo Padrão de Distribuição de Velocidade

O modelo padrão de distribuição de velocidade de ME, supõe que a ME está uniformemente distribuída numa esfera isotérmica obedecendo uma distribuição de Maxwell no referencial terrestre dada por,

$$f(\vec{v}_{wh}) = \begin{cases} \frac{1}{N v_0^3 \pi^{3/2}} e^{-\vec{v}_{wh}^2 / v_0^2}, & \text{if } v_{wh} < v_{esc} \\ 0, & \text{qualquer outro.} \end{cases} \quad (\text{A.51})$$

onde $\vec{v}_{wh}$ é a velocidade dos WIMPs no referencial do halo da galáxia, v_{esc} a velocidade de escape da galáxia e N a constante de normalização que garante que $\int f(\vec{v}_{wh}) d^3 \vec{v}_{wh} = 1$, e v_0 é a velocidade de dispersão, ou seja é a velocidade mais provável que um WIMP deve possuir para esta distribuição de velocidade ¹.

¹Basta-nos calcular o ponto de mínimo da distribuição de velocidade, ou seja calcular $d/dv_{wh}(f(v_{wh})d^3 v_{wh}) = 0$, para comprovarmos que v_0 é a velocidade mais provável dessa distribuição.

Como a velocidade dos WIMPs com relação ao halo da galáxia é igual a soma vetorial das velocidades relativas WIMP-Terra mais Terra-Halo temos, $\vec{v}_{wh} = \vec{v}_{we} + \vec{v}_{eh}$. Assim para obter a distribuição de velocidade de WIMPs no referencial terrestre precisamos fazer um boost de forma a obter:

$$f(\vec{v}_{we} + \vec{v}_{eh}) = \begin{cases} \frac{1}{Nv_0^3\pi^{3/2}} e^{-(v_{we}+v_{eh})^2/v_0^2}, & \text{if } v_{we} < v_{esc} \\ 0, & \text{qualquer outro.} \end{cases} \quad (\text{A.52})$$

com,

$$N = \text{erf}\left(\frac{v_{esc}}{v_0}\right) - \frac{2v_{esc}}{v_0\sqrt{\pi}} e^{-v_{esc}^2/v_0^2}, \quad (\text{A.53})$$

assegurando que $\int f(\vec{v}_{we} + \vec{v}_{eh}) d^3\vec{v}_{we} = 1$.

Quando substituimos a Eq.(A.52) em Eq.(A.44) encontramos,

$$g_{SHM}(v_{min}, v_{eh}) = \begin{cases} g_l(v_{min}, v_{eh}), & \text{if } v_{min} < v_{esc} - v_e, \\ g_h(v_{min}, v_{eh}), & \text{if } v_{esc} - v_{eh} < v_{min} < v_{esc} + v_{eh}, \\ 0 & \text{if } v_{min} > v_{esc} + v_{eh}, \end{cases} \quad (\text{A.54})$$

onde,

$$g_l(v_{min}, v_{eh}) = \frac{\text{erf}\left(\frac{v_{eh}+v_{min}}{v_0}\right) + \text{erf}\left(\frac{v_{eh}-v_{min}}{v_0}\right)}{2Nv_{eh}} - \frac{2}{Nv_0\sqrt{\pi}} e^{-\frac{v_{esc}^2}{v_0^2}}, \quad (\text{A.55})$$

$$g_h(v_{min}, v_e) = \frac{\text{erf}\left(\frac{v_{esc}}{v_0}\right) + \text{erf}\left(\frac{v_e-v_{min}}{v_0}\right)}{2Nv_e} - \frac{(v_{esc} + v_e - v_{min})}{Nv_e v_0 \sqrt{\pi}} e^{-\frac{v_{esc}^2}{v_0^2}}. \quad (\text{A.56})$$

A expressão para g na Eq.(A.54) é usada na Eq.(A.43) para calcular o espectro de energia dos WIMPs num dado detector. Se calcularmos a taxa de eventos WIMP-Núcleo para qualquer núcleo obteremos um espectro tipo exponencial.

Na Fig.(A.5) podemos observar que o sinal esperado para um núcleo de Germânio (linha preta) e o melhor ajuste de uma exponencial ao espectro (vermelha tracejada) se confundem quase que perfeitamente. Está evidente na Fig.(A.5) que o sinal dos WIMPs em detectores

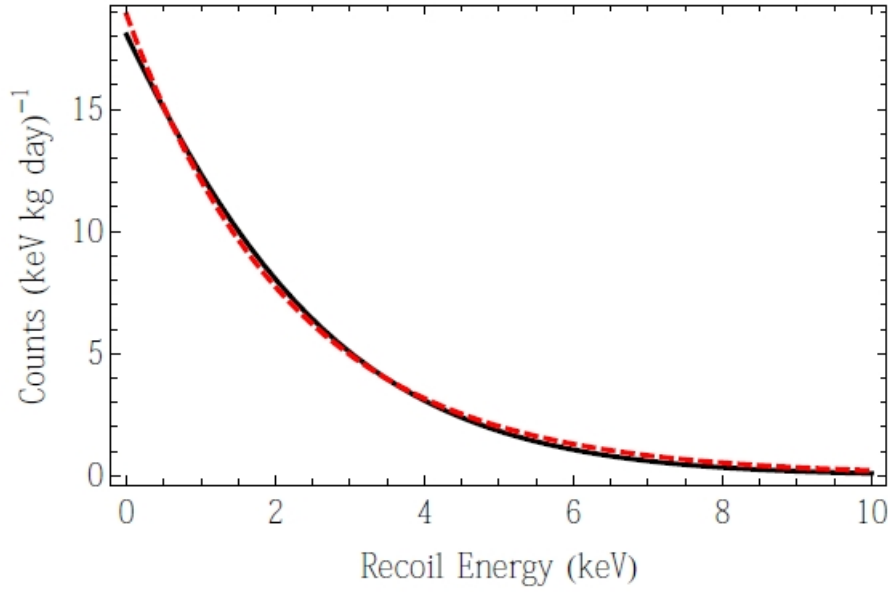


Figura A.5: Taxa de espalhamento para um núcleo de Germânio para $M_{ME} = 10$ GeV e seção de choque independente de spin de 10^{-40} cm^2 com $v_0 = 220 \text{ km/s}$ e $v_{esc} = 544 \text{ km/s}$. Figura cedida por Chris Kelso da Universidade de Chicago.

podem ser confundidos com possíveis decaimentos radioativos que possuam um espectro tipo exponencial. Exatamente por isso, que alguns experimentos procuram por uma modulação anual na taxa de espalhamento. Pois não há na literatura nenhum background que possua uma modulação anual com as mesmas características que os previstos pelos WIMPs.

Alguns autores afirmaram que múons possuem uma modulação anual [99]. Entretanto, essa possibilidade foi vastamente descartada em trabalhos futuros mostrando que a taxa de espalhamento dos múons são ordens de magnitude maior e a fase associada a modulação é 5σ diferente da prevista pelos WIMPs [100] (veja Fig.A.21).

Para finalizar é importante deixar explícito as expressões analíticas para $g(v_{min})$ quando incluímos os termos dependente do tempo devido ao movimento da Terra. A Eq.(A.49) que determina a velocidade da Terra, pode ser usada para expandir as Eqs.(A.55)-(A.56) com respeito ao pequeno parâmetro $\varepsilon \equiv v_{\oplus}/v_{\odot} = 0.13$, para $v_0 = 220 \text{ km/s}$ de forma a obter,

$$\tilde{g}_I(v_{min}, t) = A_0(v_{min}) + A_1(v_{min}) \cos[\omega(t - t_m)], \quad (\text{A.57})$$

$$\tilde{g}_h(v_{min}, t) = B_0(v_{min}) + B_1(v_{min}) \cos [\omega (t - t_m)], \quad (\text{A.58})$$

com,

$$A_0(v_{min}) = g_l(v_{min}, v_\odot) + \frac{\varepsilon^2}{2} [h(v_{min} - v_\odot, v_{min} + v_\odot) - g_l(v_{min}, v_\odot)] + O(\varepsilon^4), \quad (\text{A.59})$$

$$A_1(v_{min}) = \varepsilon b [h(v_{min} - v_\odot, v_{min} + v_\odot) - g_l(v_{min}, v_\odot)] + O(\varepsilon^3), \quad (\text{A.60})$$

$$B_0(v_{min}) = g_h(v_{min}, v_\odot) + \frac{\varepsilon^2}{2} [h(v_{min} - v_\odot, v_{esc}) - g_h(v_{min}, v_\odot)] + O(\varepsilon^4), \quad (\text{A.61})$$

$$B_1(v_{min}) = \varepsilon b [h(v_{min} - v_\odot, v_{esc}) - g_h(v_{min}, v_\odot)] + O(\varepsilon^3), \quad (\text{A.62})$$

$$h(v_1, v_2) = \frac{e^{-v_1^2/v_0^2} + e^{-v_2^2/v_0^2} - 2e^{-v_{esc}^2/v_0^2}}{N\sqrt{\pi}v_0}. \quad (\text{A.63})$$

As expressões acima quando inseridas na Eq.(A.43) nos dão a taxa de espalhamento WIMP-Núcleo quando incluímos os efeitos da modulação anual.

Ainda falta discutirmos como inferimos a densidade local de ME (ρ_{ME}) que também entra na taxa de espalhamento WIMP-Núcleo.

A.3 Distribuição de Densidade da Matéria Escura

Neste momento, iremos esclarecer como a densidade local de ME pode ser inferida e quais os modelos de densidade existentes na literatura.

A.3.1 Densidade local de Matéria Escura

O valor da densidade de ME é determinado a partir da análise das curvas de rotações de galáxias. Devido as incertezas com relação a distribuição de densidade e de velocidade de ME o valor da densidade local de ME pode variar por aproximadamente um fator de dois. Atualmente o valor mais adotado é $\rho_{ME} = 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$.

Apesar desta incerteza com relação a distribuição de ME na nossa galáxia, é importante deixar claro que há inúmeros argumentos que confirmam que a nossa Via Láctea está imersa num halo de ME, e que tem uma massa 10 vezes maior que a componente luminosa [12]. De forma a entender claramente como inferimos esse valor veremos abaixo uma breve perspectiva histórica.

Em 1981, Caldwell e Ostriker [101], usando medidas cinemáticas de nossa galáxia determinaram que a densidade de ME na localização do Sol seria:

$$\rho_0 = 0.23 \text{ GeV cm}^{-3}. \quad (\text{A.64})$$

Enquanto Bahcall e outros encontraram em 1984 o valor [102],

$$\rho_{\odot} = 0.34 \text{ GeV cm}^{-3}. \quad (\text{A.65})$$

Posteriormente em 1986 Turner encontrou,

$$\rho_{\odot} = (0.3 - 0.6) \text{ GeV cm}^{-3}. \quad (\text{A.66})$$

Mais recentemente Bergstrom [103] e Turner [104] encontraram conforme podemos observar na Fig.(A.6), que mesmo usando vários modelos de distribuição de ME a densidade de ME na região solar deve ser,

$$\rho_{\odot} = (0.2 - 0.8) \text{ GeV cm}^{-3}. \quad (\text{A.67})$$

Atualmente dispomos de diversas medições independente da densidade local de ME na nossa galáxia. Apesar das incertezas associadas, estas convergem para o valor $\rho_{\odot} = (0.3 - 0.4) \text{ GeV cm}^{-3}$. Será este valor que usaremos nesta tese. Em suma, inferimos a densidade local de WIMPs ao tentarmos reproduzir a curva de rotação da Via Láctea.

Agora que vimos qual o valor da abundância local de ME que entra na taxa WIMP-Nucleo,

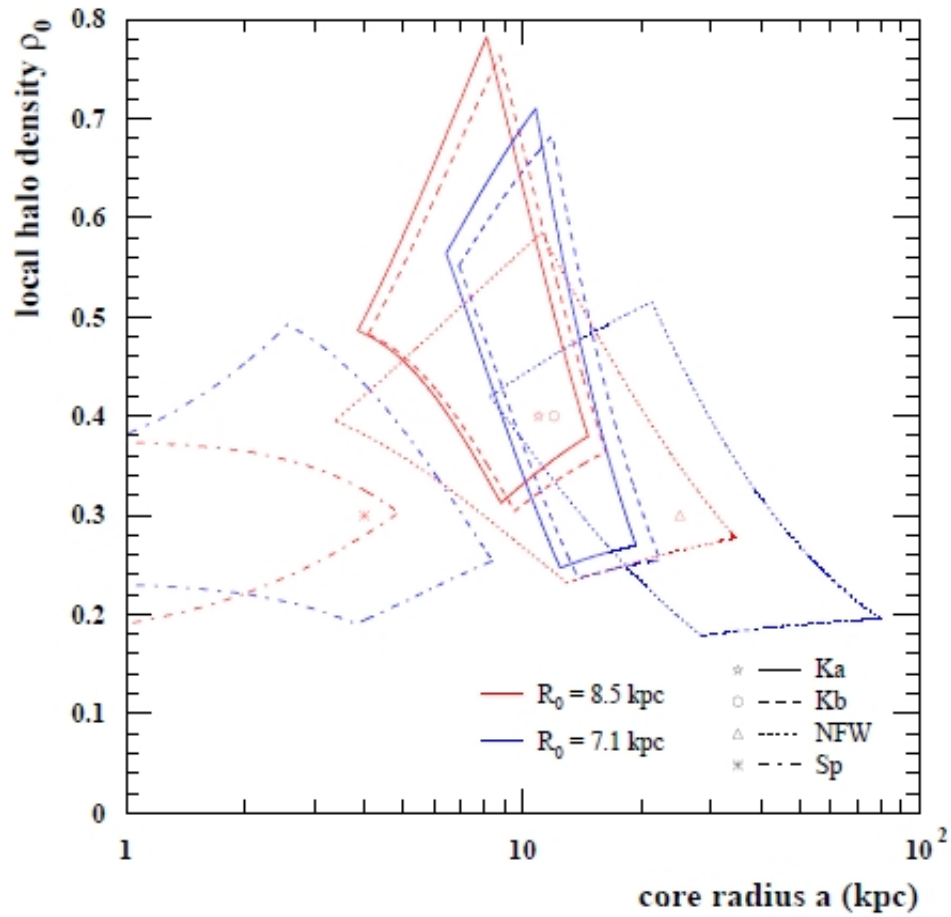


Figura A.6: Na figura podemos ver os valores permitidos para $\rho_{\odot}$ para diferentes modelos de densidade de ME em função do raio do núcleo do halo.

concluimos então toda nossa discussão relacionada a detecção direta de ME. Por completeza, adiante iremos mostrar quais os principais modelos de distribuição de ME na literatura e contrastar a diferença entre eles.

A.3.2 Modelos de Densidade da Matéria Escura

Recentes simulações de muitos corpos sugerem a existência de um modelo universal de ME, com a mesma forma para todas as massas e épocas [105]. A parametrização de modelo de densidade de ME é,

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(r/R)^\gamma [1 + (r/R)^\alpha]^{(\beta-\gamma)/\alpha}} . \quad (\text{A.68})$$

Modelo	α	β	γ	R (kpc)	ρ_0
NFW	1.0	3.0	1.0	20.0	0.250709
Kra	2.0	3.0	0.2	10.0	0.260185
Krb	2.0	3.0	0.4	10.0	0.286282
Moore	1.5	3.0	1.5	28.0	0.102314
Iso	2.0	2.0	0	3.5	0.352042

Tabela A.3: Valores dos parâmetros para os modelos de halo de ME mais usados determinados pelas Eqs.(A.68)-(A.69).

Há dois pontos que precisam ser destacados com relação a essa equação. O primeiro é que há várias versões dessa equação geral na literatura. Entretanto todas elas se diferem apenas pelo fator de normalização ρ_0 . Como sabemos que a densidade de ME na nossa galáxia é dada por $\rho_{ME} = 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$, simplesmente normalizamos ρ_0 , de tal forma a reproduzir este valor.

Segundo que $\rho(r \gg R) \propto r^{-\gamma}$ e $\rho(r \ll R) \propto r^{-\beta}$ independente que quem sejam os valores dos parâmetros se $\alpha > 1$. É válido salientar que vários grupos divergem entre si com respeito ao modelo de halo de ME, principalmente na região próxima do núcleo. Nas regiões mais afastadas do GC existe um consenso a respeito do tipo de comportamento do modelo de halo como veremos na Fig.(A.7).

Devido a este fato, dispomos de vários modelos de densidade de ME. Na tabela A.3.2 dispomos os mais usados. Os nomes dos modelos são determinados pelo nomes dos autores que os propuseram. NFW refere-se ao modelo de halo proposto por Navarro, Frenk e White [105], enquanto Kra e Krb foram propostos por Kravtsov e Moore por Moore. O modelo Iso refere-se ao primeiro modelo de halo de ME proposto. Além desses modelos de distribuição, há um modelo tipo NFW com $\rho \propto r^{-1.2}$ favorecido pela simulação Via Láctea II [106] que será explorado no capítulo 6. Um modelo bastante popular que é favorecido pela simulação do projeto Aquários [107], é o chamado Einasto que indica que,

$$\rho = \rho_0 \exp \left[\frac{-2.0}{\alpha} \left\{ \left(\frac{r}{R} \right)^\alpha - 1 \right\} \right]. \quad (\text{A.69})$$

Existe outros dois modelos que são resultado da combinação do modelo NFW com um modelo de densidade constante. Estes modelos são favorecidos por simulações que predizem que na verdade a densidade de matéria na nossa galáxia tem um comportamento tipo NFW em distâncias próximas do raio do halo mas tende a ser constante para distância inferiores a 0.1 Kpc ou 1 Kpc [108]-[?]. Esses modelos são conhecidos como Cored ($R_c = 0.1Kpc$) e Cored ($R_c = 1Kpc$) respectivamente.

É importante enfatizar que nem o modelo NFW, nem o modelo Einasto são a resposta final para o modelo de halo de ME escura, pois esses modelos propostos atualmente não levam em conta os efeitos dos bárions nas regiões internas as galáxias, ou no mínimo sofrem de grandes incertezas relacionadas ao papel dos bárions no processo de formação de estruturas. A presença de bárions pode causar a modelo de densidade ser mais duro (cuspy) aumentando o valor de γ . Os detalhes astrofísicos que nos explicam como derivamos os modelos de halo estão fora do nosso foco nesse trabalho.

Na Fig.(A.7), exibimos a densidade de ME prevista por cada um dos modelos acima abordados em função da distância do GC. Na Fig.(A.8) mostramos os valores indicados para os parâmetros γ e α para os modelos NFW e Einasto, que são os modelos mais usados na literatura, segundo observações combinadas da curva de rotação da Via Láctea e microlentes gravitacionais [90].

A.4 Candidatos à Matéria Escura

Nesta seção mencionaremos brevemente os principais candidatos à ME já propostos na literatura.

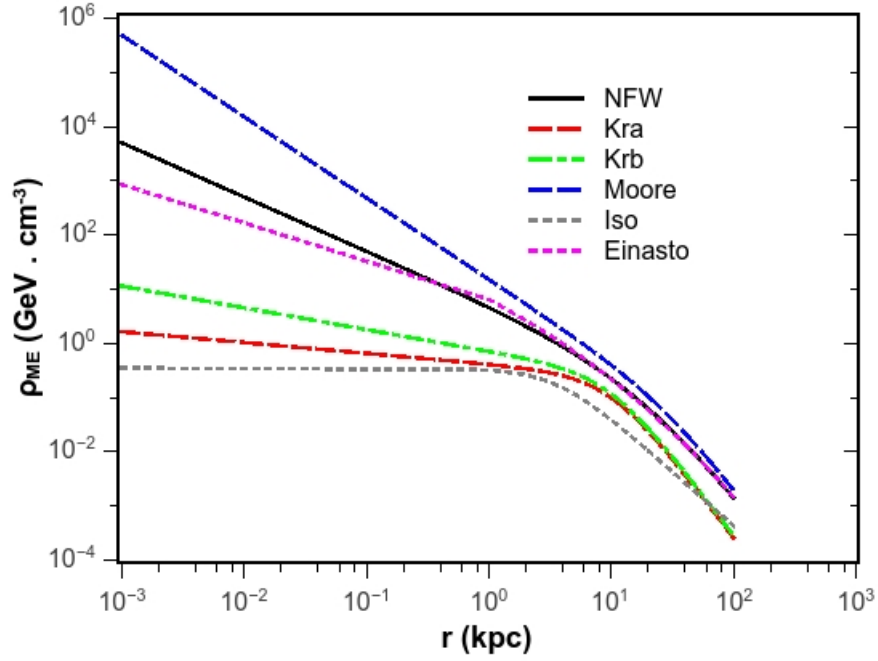


Figura A.7: Modelos de densidade de ME em função do raio do halo. Nesta figura vemos que todos os modelos de densidade convergem para aproximadamente o mesmo valor quando $r \simeq R$. Entretanto a medida nos dirigimos a GC observamos uma enorme divergência entre as previsões dos modelos.

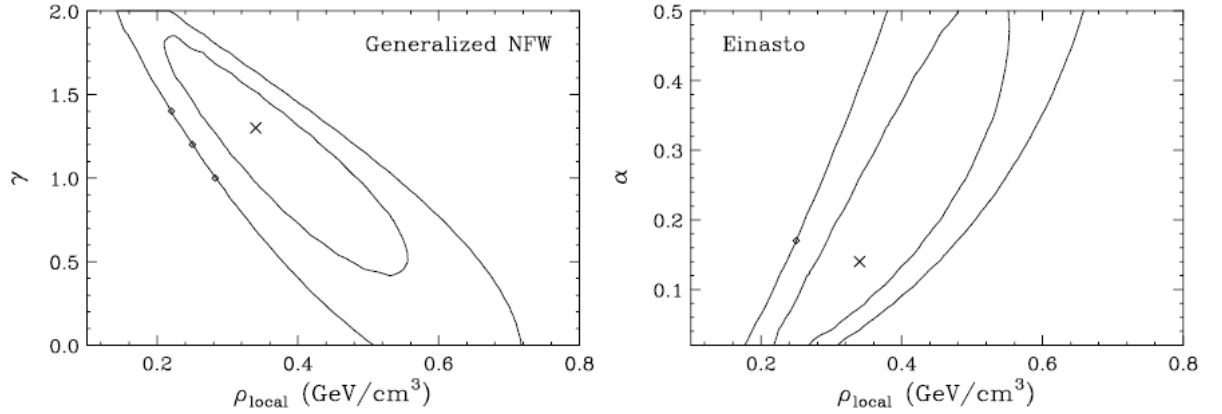


Figura A.8: Valores medidos dos parâmetros γ e α para os modelos NFW e Einasto segundo observações combinadas da curva de rotação da Via Láctea e microlentes gravitacionais [90].

A.4.1 Buracos Negros

Há várias possibilidades de buracos negros compondo uma componente dominante e subdominante da ME. Buracos Negros formados após a BBN estão excluídos uma vez que estes seriam formados por matéria bariônica, que por sua vez tem uma abundância bem inferior a

da ME. Entretanto, Buracos Negros primordiais, ou seja, aqueles que foram formados anteriormente a BBN podem em princípio compor a ME.

Foi-se constatado que se a ME é composta por Buracos Negros Primordiais, estes estariam ligados gravitacionalmente as estrelas tipo Anã Branca ou Estrela de Nêutrons, que por sua vez seriam engolidos pelos Buracos Negros [112].

Assim através da observação do número de Estrelas Anãs Branca e de Nêutrons podemos limitar a abundância de Buracos Negros Primordiais que compõem ME. Este grupo foi capaz de excluir Buracos Negros Primordiais que compõem toda a ME com massas entre $(0.5 \times 10^{-17} - 0.5 \times 10^{-7})M_{\odot}$ além de derivar que $\Omega_{BN}/\Omega_{ME} < 10^{-5}$ para $M_{BN} = (0.5 \times 10^{-17} - 0.5 \times 10^{-16})M_{\odot}$.

Além desse fato, os buracos negros possuem fortes limites com relação ao processo de formação de estruturas que exige a presença de uma matéria fracamente interagente.

Atualmente acredita-se que Buracos Negros Primordiais possam compor uma componente apenas subdominante de ME. Portanto ainda necessitamos de um modelo em física de partículas capaz de fornecer um candidato viável à ME. É com exatamente este propósito que iremos apresentar de forma resumida os candidatos a seguir.

A.4.2 Áxions

O Áxion é um pseudo-escalar da simetria Peccei-Quinn (PQ), introduzido para explicar a conservação de CP em QCD. Sua massa pode ser considerada um parâmetro livre, e que está relacionada a escala em que a simetria PQ (f_a) é quebrada.

A ideia básica é que a fase (θ) de violação de CP na QCD seja transformada em uma variável dinâmica (o Áxion) que é minimizada quando $\theta_{QCD} = 0$. Nesse cenário o Áxion **não**

seria produzido termicamente e seria frio (não relativístico) na época da formação de estruturas e teria uma massa dada por,

$$m_a = 0.62 \times 10^{-5} \text{ eV} \left(\frac{10^{12} \text{ GeV}}{f_a} \right). \quad (\text{A.70})$$

Os experimentos atualmente procuram pela conversão Áxion-Fóton baseados na Lagrangiana efetiva,

$$\mathcal{L} = g_{a\gamma\gamma} a E B, \quad (\text{A.71})$$

que descreve em baixas energias o acoplamento áxion-fóton, onde $g_{a\gamma\gamma}$ é o acoplamento efetivo (áxion-fóton), E e B são o campo elétrico e magnético respectivamente.

Na Fig.(A.9), exibimos os limites atuais sobre esse acoplamento em função da massa do áxion. Podemos observar que apesar dos modelos de áxions serem bastante vinculados pelos limites atuais ainda são viáveis candidatos à ME fria.

A.4.3 Neutrinos do Modelo Padrão

Neutrinos foram por muito tempo considerados ótimos candidatos à ME. Por serem neutros e interagirem fracamente. Entretanto, um simples cálculo que não será demonstrado aqui, mas que pode ser encontrado em qualquer livro texto de Astrofísica de Partículas, mostra que eles são candidatos completamente descartados a serem a ME do no nosso Universo. Seja m_i a massa de um estado de sabor de um neutrino. Podemos mostrar ao resolvermos a equação de Boltzman que,

$$\Omega_\nu h^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{m_i}{93 \text{ eV}}. \quad (\text{A.72})$$

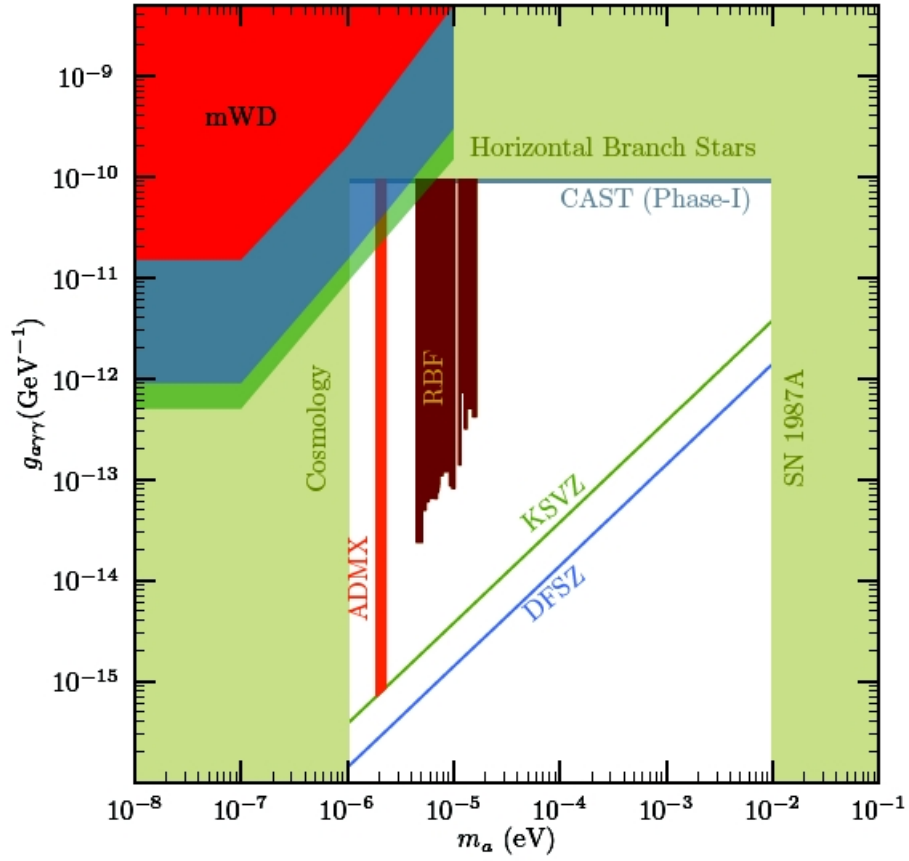


Figura A.9: Vínculos experimentais sobre o acoplamento efetivo $g_{a\gamma\gamma}$ e a massa do Áxion. As linhas diagonais azul e vermelha são refletos as previsões de dois modelos que se mostram ainda consistentes com os limites [113].

Combinando vários limites experimentais sobre a massa total dos três neutrinos encontramos [114],

$$\sum_{i=1}^3 m_i = (0.3 - 1.3) \text{ eV com } 95\% \text{ CL.} \quad (\text{A.73})$$

Portanto isso implica que,

$$\Omega_v = (0.0032 - 0.01) \text{ com } 95\% \text{ CL.} \quad (\text{A.74})$$

É válido salientar que esse vínculo depende fortemente das escolhas dos parâmetros cosmológicos usados por [114].

De qualquer forma, um limite ainda mais forte vem da análise do espectro de potência da CMB combinado ao processo de formação de estruturas. Estes exigem que, $\Omega_v h^2 < 0.0067$

com 95% CL.

Este poderoso vínculo pode ser aliviado e até evitado se os neutrinos possuírem novas interações conforme foi mostrado em [115].

Um fato importante é que os neutrinos por serem relativísticos e fracamente interagentes se aglomeram apenas em escalas de $\lambda_{FS} \sim 40 \text{ Mpc} \times (m_\nu/30\text{eV})$, onde λ_{FS} é o chamado “free-streaming”. O free-streaming é nada mais que a escala em que uma determinada partícula irá interagir quando levamos em conta os possíveis processos de interações do neutrino e a expansão do Universo.

Se tomarmos $m_\nu = 1 \text{ eV}$, encontramos $\lambda_{FS} \sim 1\text{MeV}$, que é aproximadamente a escala de aglomerados de galáxias. Desta forma se o Universo fosse dominado por neutrinos leves que eram relativísticos na época do processo de formação de estruturas, as primeiras estruturas a serem formadas seriam os aglomerados de galáxias. Este é o conhecido cenário de cima a baixo (top-down).

Como observamos, que as galáxias são mais velhas que os aglomerados de galáxias (ver seção 2.1.1), e dada a discrepância entre a idade das galáxias observadas e das previstas pelo modelo de neutrinos dominantes, a possibilidade de termos neutrinos relativísticos como a ME do nosso universo está completamente descartada [116].

Posteriormente a exclusão de neutrinos padrões como candidatos à ME, foi-se proposto que a ME fosse composta por partículas eletricamente carregadas como veremos adiante.

A.4.4 CHAMPS e SIMPS

- CHAMPS

Algumas extensões do MP predizem a existência de partículas maciças eletricamente car-

regadas e estáveis (CHAMPS), que possivelmente poderiam representar a ME do nosso Universo [117].

Foi-se mostrado que uma partícula estável carregada positivamente poderia capturar um elétron e formar uma espécie de Hidrogênio pesado e da mesma forma um CHAMP carregado negativamente poderia se ligar a uma partícula α^{++} e um elétron formando um Hidrogênio pesado e numa terceira possibilidade um CHAMP negativo poderia se combinar a um próton e formar um estado ligado chamado neutralCHAMP.

Entretanto, foi-se mostrado que a abundância de tais partículas (X) no oceano é estimada ser [118],

$$\frac{n_X}{n_H} \sim 3 \times 10^{-5} \frac{GeV}{m_X} \Omega_X h^2. \quad (A.75)$$

Como diversas buscas foram realizadas na procura por tais partículas, e em nenhuma delas observou-se qualquer evento compatível com um CHAMP ou neutralCHAMP, concluiu-se que:

Para CHAMPS,

$$\frac{n_X}{n_H} \sim 10^{-28} - 10^{-29}, \text{ para } 100 \text{ GeV} < m_X < 1 \text{ TeV}, \quad (A.76)$$

e para neutralCHAMPS,

$$\frac{n_X}{n_H} \sim 10^{-16} - 10^{-20}, \text{ para } 100 \text{ GeV} < m_X < 1 \text{ TeV}. \quad (A.77)$$

Se impormos esses vínculos na Eq.(A.75), concluiremos que a abundância dessas partículas deve ser extremamente pequena (menor que 10^{-8}), excluindo-os completamente como candidatos à ME.

Há vários vínculos que não foram mencionados aqui relacionados a BBN e formação de

estruturas [119], para maior detalhes ler [118].

De forma aliviar tais vínculos foi-se proposto a existência de partículas estáveis que possuem uma carga fracionária, chamadas de miliCHARGED. Apesar de possuírem cargas fracionárias tais partículas afetariam o espectro da CMB através de espalhamentos com fótons assim como o processo de formação de estruturas e BBN. A Fig.(A.10) exibi a região do espaço de parâmetros excluída e permitida para tais partículas,

Da mesma forma que as partículas de ME podem possuir carga elétrica as mesmas podem em princípio ter carga de cor como veremos abaixo.

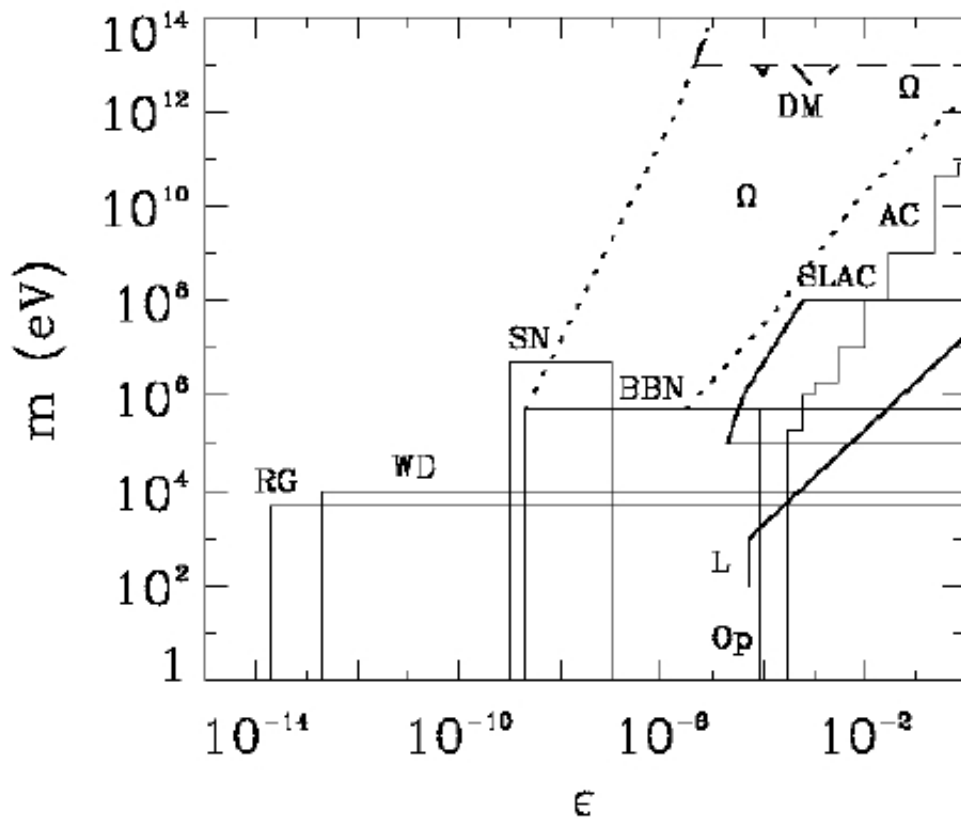


Figura A.10: Gráfico de exclusão de uma partícula conhecida como milicharged. Apresentado da forma massa $\times$ unidade de carga. Onde $q = \epsilon e$.

- SIMPS

Tais partículas são chamadas de SIMPS (strongly Interacting Massive Particles). En-

tretanto, como tais partículas interagem fortemente com os Núcleos que compõem os detectores subterrâneos as mesmas seriam em princípio mais facilmente observadas. Na Fig.(A.11) mostramos a região do espaço de parâmetros excluída pelos vínculos experimentais.

Como podemos ver na Fig.(A.11), há uma região ainda não excluída pelos detectores. Entretanto modelos que possuem SIMPS como candidatos à ME enfrentam problemas para explicar o processo de formação de estruturas. Por esta razão, a comunidade científica tem perdido interesses nos mesmos [119].

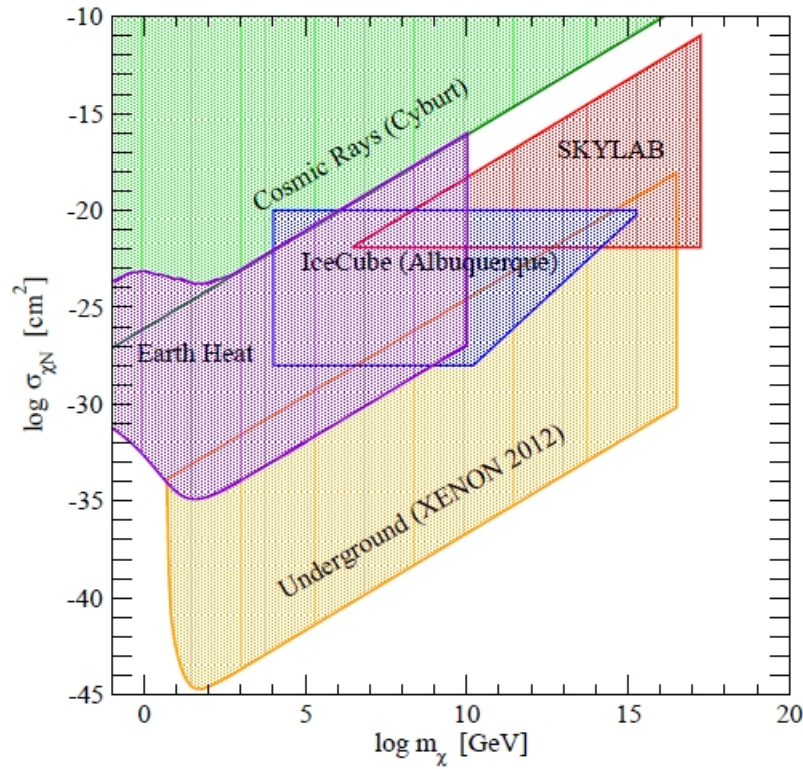


Figura A.11: Limites sobre a seção de choque de espalhamento versus a massa do SIMP. Toda a região destacada está excluída pela combinação de diferentes experimentos.

Iremos agora dos candidatos mais populares à ME que são os chamados WIMPs.

A.4.5 WIMPs

Considere uma partícula estável X , que interage com as partículas padrões Y através de processos do tipo $X\bar{X} \leftrightarrow Y\bar{Y}$.

No início do Universo a temperatura era alta o suficiente (maior que m_X), de forma que o processo de criação e aniquilação ocorria-se em igual taxa, mantendo os WIMPs em equilíbrio térmico com o plasma primordial.

Como o Universo está em expansão e esfriando, no momento que a temperatura do Universo torna-se menor que $2m_X$, os WIMPs tornam-se não-relativísticos e o processo de criação do par $X\bar{X}$ é interrompido.

Apesar dos WIMPs ainda poderem permanecer em equilíbrio via processos de espalhamento ou co-aniquilação, (que trata de processos do tipo $XZ \leftrightarrow YW$ onde Z, Y e W são partículas do Modelo Padrão), o número de densidade de WIMPs decai conforme,

$$n_{X,\text{eq}} = g_X \left(\frac{m_X T}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-m_X/T}, \quad (\text{A.78})$$

onde g_X é o número de graus de liberdade do WIMP ².

A densidade dos WIMPs decai exponencialmente até o momento que os WIMPs se desacoplam das partículas do MP, devido a expansão do Universo. Assim a abundância remanescente dos WIMPs após o desacoplamento é igual a abundância observada atualmente, pois após o desacoplamento, os WIMPs não puderam ser mais criados nem aniquilados ³.

Agora que a ideia foi dada, para calcularmos quantitativamente a abundância dos WIMPs

²Por exemplo $g_\gamma = 2$, $g_{\text{férmion}} = 2$, $g_{\text{bóson maço}} = 3$.

³Os WIMPs em princípio podem se aniquilar em partículas do MP apenas em regiões bastante densas de forma a não alterar a abundância cosmológica dos WIMPs.

precisamos resolver a equação de Boltzmann levando em conta a expansão do Universo,

$$\frac{dn_X}{dt} + 3Hn_X = - \langle \sigma_{X\bar{X}} |v| \rangle (n_X^2 - n_{X,\text{eq}}^2), \quad (\text{A.79})$$

onde n_X é o número de densidade de WIMPs, $H \equiv \dot{a}/a = (8\pi^3 \rho / 3M_{\text{Pl}})^{1/2}$ é a taxa de expansão do Universo, $\langle \sigma_{X\bar{X}} |v| \rangle$ é a seção de choque térmica da aniquilação $X\bar{X}$ multiplicada pela velocidade relativa dos WIMPs. A solução numérica desta equação está mostrada na Fig.(A.12), Como podemos observar a partir da Fig.(A.12), quanto maior a seção de choque térmica de

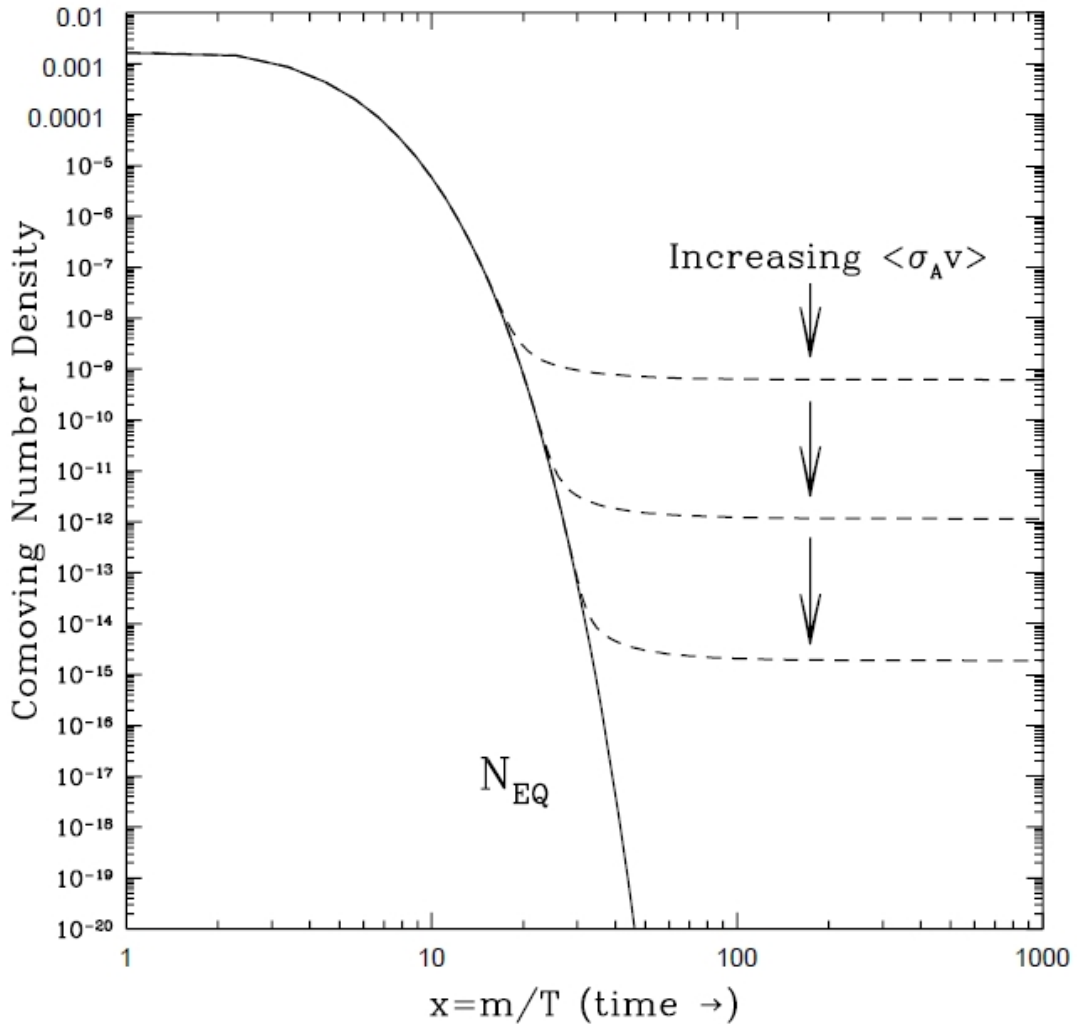


Figura A.12: Solução para o número de densidade comóvel de uma partícula estável em função da razão massa/temperatura. Observe que após o desacoplamento (freeze-out) o número de densidade torna-se constante e quanto maior for a seção de choque térmica de aniquilação menor a abundância dos WIMPs após o desacoplamento.

aniquilação dos WIMPs, mais tempo os WIMPs permaneceram em equilíbrio térmico, ou seja,

mais tempo eles permaneceram com sua abundância sendo suprimida pelo fator exponencial $\exp[-m/T]$, e conseqüentemente será a abundância dos WIMPs após o desacoplamento.

Após um cálculo extensivo [120], nós podemos encontrar que a abundância de qualquer WIMP em geral será dada por,

$$\Omega_X h^2 \approx 0.1 \left(\frac{x_F}{20} \right) \left(\frac{g_\star}{80} \right)^{-1/2} \left(\frac{a + 3b/x_F}{3 \times 10^{-26} \text{cm}^3/\text{s}} \right)^{-1}, \quad (\text{A.80})$$

onde $g_\star$ é o número de graus de liberdade relativísticos no momento do desacoplamento (por exemplo $g_\star \sim 120$ em $T \sim 1 \text{ TeV}$ e $g_\star \sim 65$ em $T \sim 1 \text{ GeV}$), e a e b são termos que determinam a seção de choque térmica no limite não relativístico com,

$$\langle \sigma_{X\bar{X}} | v \rangle = a + b \langle v^2 \rangle + \mathcal{O}(v^4). \quad (\text{A.81})$$

e $x_F \equiv m_X/T_F$, onde T_F é a temperatura de desacoplamento. Esta temperatura é determinada ao igualarmos a taxa de expansão do Universo a taxa de reação. Para WIMPs em geral $x_F \approx 20 - 30$, portanto não são relativísticos na época do desacoplamento.

Com isto em mente, observamos que de forma a reproduzir a densidade de WIMPs inferida por diversas observações discutidas na seção , os WIMPs devem possuir uma seção de choque de aniquilação na escala eletro-fraca, com $\langle \sigma_{X\bar{X}} | v \rangle \sim \alpha^2/M_W^2$, onde M_W é massa do bóson de gauge carregado do MP. Este é o chamado Milagre do WIMP, que significa que qualquer modelo em física de partículas que possua um WIMP (partícula maciça, estável e que interaja fracamente) este WIMP representara toda a ME do Universo se sua seção choque térmica for da escala eletro-fraca.

Além desse fato os WIMPs são particularmente mais fáceis de serem detectados em comparação a outros candidatos à ME como WIMPzilas, Áxions e SUPERWIMPs.

Outro fator importante é que os WIMPs surgem em vários modelos bastante abordados na literatura como left-right, 3-3-1, supersimetria, multi-Higgs entre outros.

Devido a estes fatos, quase todos os experimentos voltados para detecção de ME foram designados para a detecção de WIMPs. Consequentemente os WIMPs são os candidatos mais populares atualmente.

Agora que discutimos alguns dos candidatos à ME mais populares propostos na literatura e termos concluídos que os WIMPs são os mais populares deles, vamos ver como os mesmos podem ser detectados indiretamente.

A.5 Detecção Indireta de Matéria Escura

De forma a explicar a abundância dos WIMPs, precisamos impor que os WIMPs foram capazes de se auto-aniquilar em pares de partículas do MP, com uma seção de choque térmica dada em Eq.(A.81). Na maioria dos modelos em física de partículas o termo “a”, que é o termo de onda s da seção de choque, na Eq.(A.81) é dominante.

Neste caso particular, a seção de choque térmica seria independente da velocidade e assim a seção de choque de aniquilação hoje seria a mesma da época do desacoplamento, que por sua vez determina a abundância do WIMP.

A seção de choque térmica de aniquilação dos WIMPs precisa ser da ordem de $3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ para que possa reproduzir $\Omega = 0.23$ e então compor toda a ME do nosso Universo.

Desta forma, se dispusermos de um meio de medir essa seção térmica estaremos impondo vínculos ao cenário em que o WIMP é o candidato à ME de forma modelo independente. Isto significa que se pusermos um vínculo que impede que a seção de choque térmica seja este

valor acima, estaremos excluindo todos os modelos em física de partículas que possuam apenas WIMPs como candidatos à ME.

Bem, da mesma forma que os WIMPs foram capazes de se aniquilar e produzir partículas do MP no estado final no início do Universo, os mesmos também podem ser capazes de se aniquilar hoje caso estes estejam concentrados em grande quantidade numa determinada região do espaço.

Entretanto a taxa de aniquilação é pequena, de tal forma a causar nenhum impacto na abundância cosmológica dos WIMPs.

Supondo que os WIMPs possam de fato se aniquilar de forma detectável, os produtos finais dessa aniquilação variam de modelo para modelo, mas de forma geral inclui elétrons, neutrinos, fótons, prótons, etc.

Destes produtos finais alguns em particular despertam um maior interesse da comunidade, por fornecer meios de discriminar um sinal proveniente de ME de um vindo de objetos astrofísicos. Estes são: fótons e anti-matéria.

Como o Universo é dominado por matéria nós não observamos nenhum excesso de anti-partículas em altas energias no nosso Universo, pois as anti-partículas são produzidas apenas secundariamente, possuindo um espectro de energia soft comparado as partículas produzidas primariamente.

Para o caso em que os WIMPs se aniquilam em pares de partícula/anti-partícula, as partículas e anti-partículas provenientes de ME, serão produzidas em quantidade iguais e primariamente.

Dependendo dos acoplamentos envolvidos e da massa do WIMP, esse processo pode fornecer uma quantidade observável de anti-partículas em excesso ao background.

Outra forma muito utilizada na busca indireta por WIMPs é via fótons, pois fótons não possuem carga elétrica nem momento magnético, portanto não são desviados por campos eletromagnéticos.

Consequentemente, fótons apontam diretamente para a fonte, ajudando no processo de discriminação ME versus background.

Aqui, focaremos nossa atenção em raios gama mas para interessados em revisões tanto relacionadas a raios gama como a raios cósmicos recomendamos [121].

A.5.1 Raios Gama

Agora que vimos porque os fótons compõem um importante meio de detectar ME indiretamente, discutiremos a seguir como a aniquilação de WIMPs pode resultar em fótons no estado final ⁴.

Fluxo de Aniquilação ou Decaimento de WIMPs

Como os WIMPs não possuem carga elétrica, os mesmos não se acoplam com os fótons em nível de árvore. Mas a nível de 1-loop nada impede que os WIMPs interajam com fótons. O fluxo observado como resultado da aniquilação de pares de WIMPs em pares partículas de uma espécie (f) é dado por,

$$\Phi_\gamma = \frac{r_\odot}{8\pi} \left(\frac{\rho_\odot}{M_{ME}} \right)^2 J \sum_f \langle \sigma v \rangle_f \frac{dN_\gamma^f}{dE_\gamma}, \quad (\text{A.82})$$

ou comumente escrito como,

$$\Phi_\gamma = \frac{r_\odot}{8\pi} \left(\frac{\rho_\odot}{M_{ME}} \right)^2 J \langle \sigma v \rangle \sum_f BR_f \frac{dN_\gamma^f}{dE_\gamma}, \quad (\text{A.83})$$

⁴Nesta seção comutaremos a palavra fótons e raios gama constantemente. Entretanto é importante lembrar que raios gama corresponde apenas a uma região do espectro de energia dos fótons.

onde M_{ME} é a massa do WIMP, dN/dE é o espectro de energia para um dado estado final f , l.o.s (line-of-sight) representa a integral de caminho ao longo da linha de observação, r é a distância da região da galáxia onde estamos olhando, com relação a origem no GC de forma que,

$$r(s, \theta) = \sqrt{r_{\odot}^2 + s^2 - 2 r_{\odot} s \cos \theta}. \quad (\text{A.84})$$

Na Eq.(A.84), $r_{\odot} = 8.33$ Kpc é a distância do Sol ao GC (a distância Sol-Terra é usualmente desprezada), θ é o ângulo de observação da fonte com relação ao eixo que liga a Terra ao GC, enquanto o fator J na Eq.(A.82) é escrito conforme,

$$J = \int_{l.o.s} \frac{ds}{r_{\odot}} \left(\frac{\rho(r(s, \theta))}{\rho_{\odot}} \right)^2. \quad (\text{A.85})$$

A Eq.(A.83) é para partículas de Majorana, mas caso estejamos tratando de partículas de Dirac devemos apenas retirar fator 1/2 da Eq.(A.83).

Note que devemos somar a seção de choque de aniquilação acima sobre todos os possíveis canais, que contenham partículas capazes de produzir fótons. Devido a isto há uma soma na Eq.(A.83).

Como já se pode imaginar há inúmeros meios de produzir fótons no estado final, por isso uma abordagem numérica se faz necessária.

Para o caso em que estivermos tratando do decaimento e não da aniquilação de WIMPs a equação passa a ser,

$$\Phi_{\gamma} = \frac{r_{\odot}}{4\pi} \frac{\rho_{\odot}}{M_{ME}} J \sum_f \Gamma_f \frac{dN_{\gamma}^f}{dE_{\gamma}}, \quad (\text{A.86})$$

onde,

$$J = \int_{l.o.s} \frac{ds}{r_{\odot}} \left(\frac{\rho(r(s, \theta))}{\rho_{\odot}} \right). \quad (\text{A.87})$$

Novamente uma soma aparece em Eq.(A.86) por haver diversos estados finais de decaimento

capazes de produzirem fótons no estado final. Observe que os fluxos dados na Eq.(A.83) e Eq.(A.86) possuem a unidade de $\text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

O Fator J

O fator J, na Eq.(A.82) e Eq.(A.86), carrega a informação a respeito da distribuição de matéria (ρ) normalizada por $\rho_{\odot}$ ao longo da linha de visão determinada por s , normalizada por $r_{\odot}$. Note que $J \equiv J(\theta)$, ou seja, o fator J é invariante sob rotações ao redor do eixo que conecta a Terra ao GC, por estarmos supondo uma distribuição esférica de ME.

Dependendo do modelo de distribuição de ME tomado o fator J pode variar drasticamente conduzindo a resultados e interpretações bastante diferentes sobre o fluxo de raios gama oriundo da aniquilação de ME. Para ilustrar esse fato nas Figs.(A.13)-(A.14) exibimos o fator J para aniquilação e decaimento de ME para diversos modelos. Note que o fator J varia em ordens de magnitude entre um modelo e outro, fazendo que nossos resultados sejam sensíveis ao modelo de halo adotado. Entretanto o fluxo deve Veremos no capítulo 5, que as interpretações Por completeza vamos de forma bastante resumida apontar outras forma de produção de raios gama.

Outras Formas de Produção de Raios Gama

Além da aniquilação de WIMPs, os fótons podem ser gerados de diversas formas. Os processos conhecidos na literatura que produzem fótons são:

- Bremsstrahlung

Que refere-se a emissão de fótons causada pela desaceleração de uma partícula carregada ao interagir com outra partícula carregada. Este é um dos processos mais importantes na produção de raios gamma para energias maiores que 100 MeV.

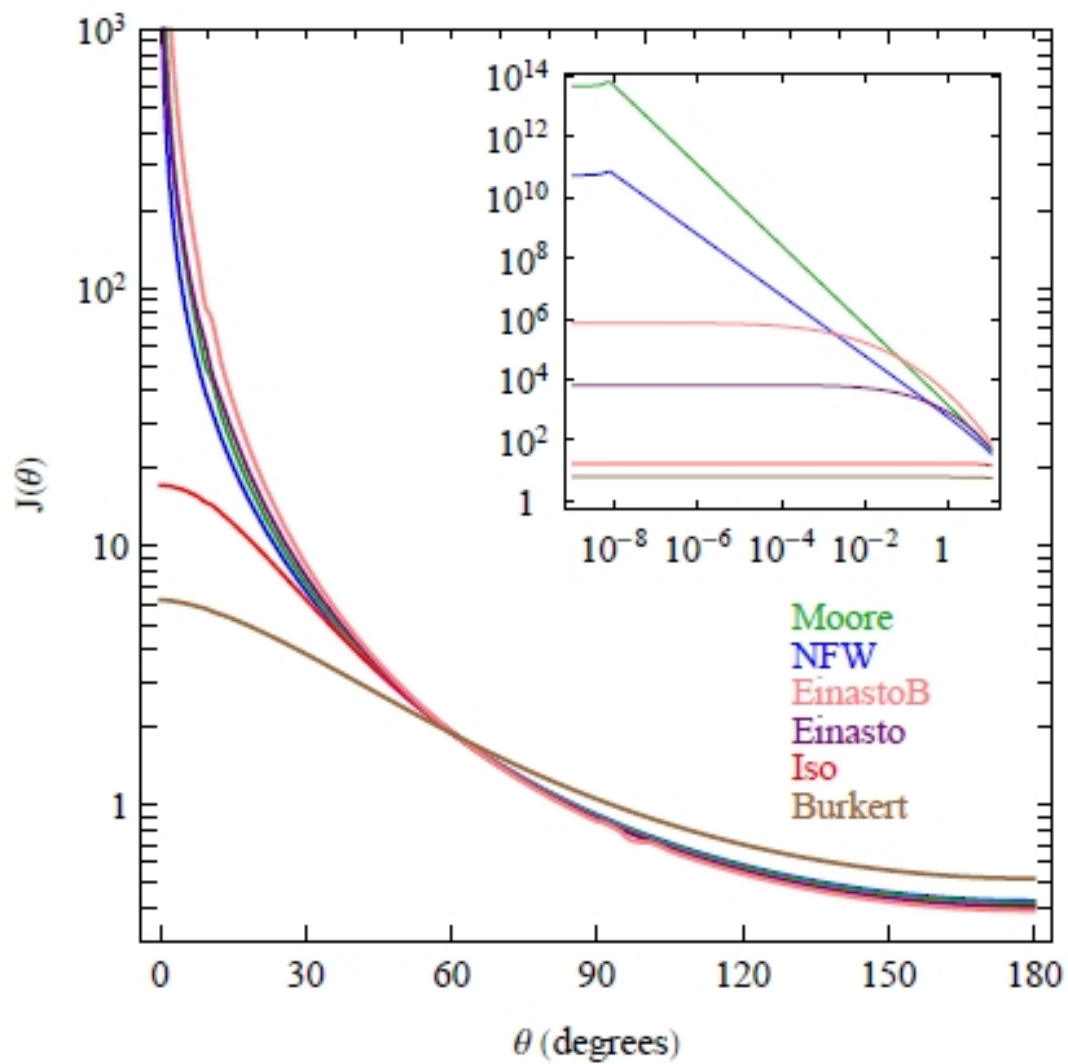


Figura A.13: Fator J para aniquilação definido em Eq.(A.85) em função do ângulo de observação θ que liga a Terra ao GC.

- Aniquilação de pares e^+e^-

Um elétron/pósitron bastante energético pode se aniquilar com um pósitron/elétron produzindo um par de fótons. Este processo é importante apenas para energias de poucos MeV.

- Decaimento de π^0

Raios cósmicos bastante energéticos usualmente prótons, uma vez que prótons constituem 90% dos raios cósmicos, quando interagem com o meio interestelar produzem entre outras

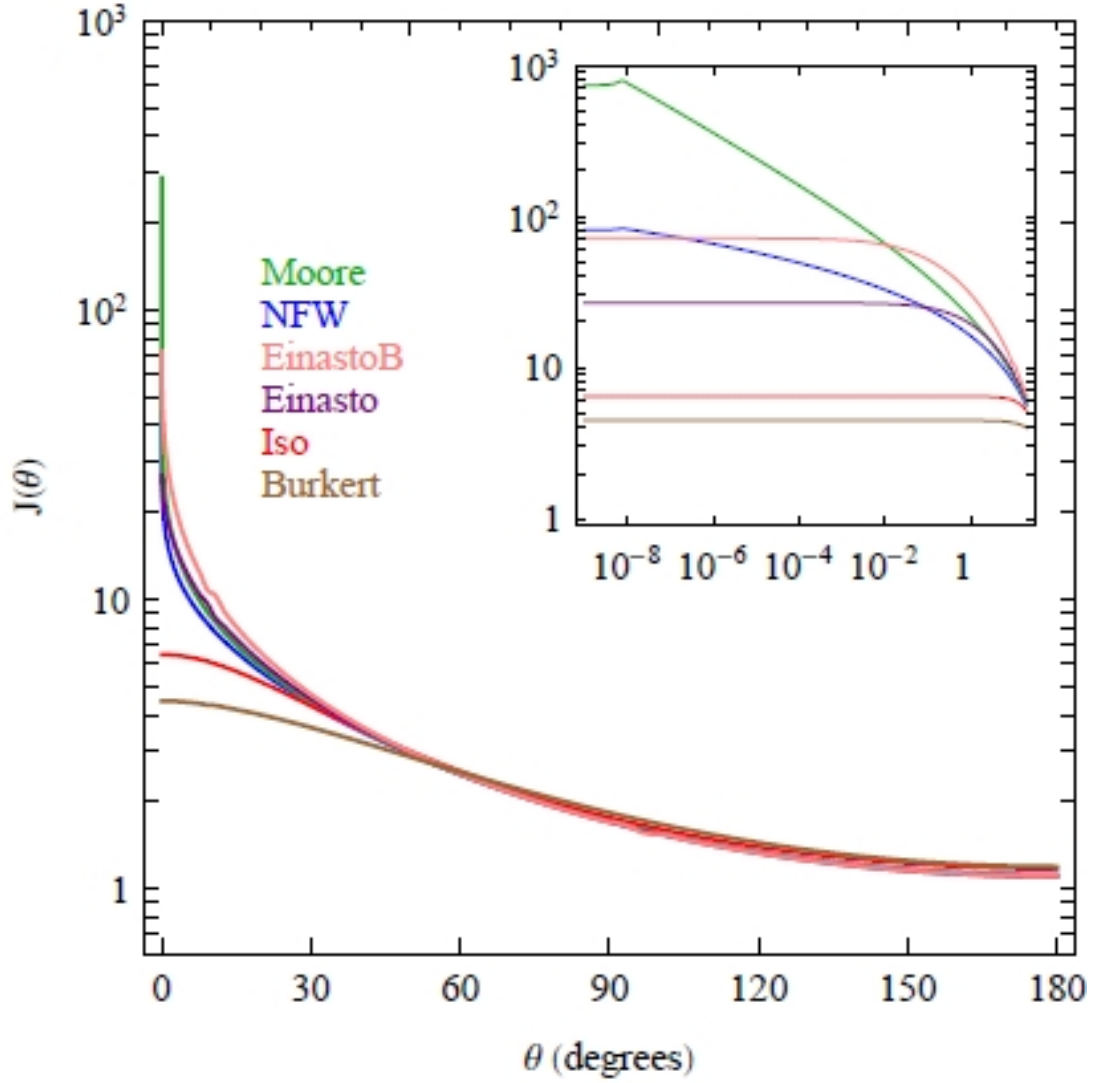


Figura A.14: Fator J para decaimento, definido em Eq.(A.87) em função do ângulo de observação θ que liga a Terra ao GC.

partículas π^0 . O pión possui as seguintes características:

$$M_{\pi^0} = 135 \text{ MeV},$$

$$\tau = 8.4 \times 10^{-17} \text{ s},$$

$$BR(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = 98\%,$$

$$BR(\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-) = 1\%. \quad (\text{A.88})$$

Portanto, os píons decaem muito rapidamente (quase que) sempre produzindo fótons. O espectro de raios gamma provenientes de decaimentos de π^0 possui um pico claro na

região de energia próxima a $M_{\pi^0}/2$.

- Espalhamento Compton Inverso

Este espalhamento trata do espalhamento quando um elétron bastante energético espalha um fóton transferindo parte de sua energia. O espalhamento Compton inverso é também bastante relevante para energias maiores que 100 MeV.

- Radiação Síncrotron

Trata-se da radiação emitida por partículas carregadas imersas em campos magnéticos intensos. Usualmente a energia carregada pelos fótons resultantes da propagação de raios cósmicos é bem menor que a energia carregada pelas partículas progenitoras. Este processo é difícil de ser separado de outras fontes de raios cósmicos por não possui uma característica distinta das demais.

Na Fig.(A.15), mostramos o espectro de raios gamma conforme reportado pelo experimento Fermi-LAT da NASA. Observe na Fig.(A.15), que existe uma fonte de fótons não identificada denotada por UIB. Esta fonte de raios gama pode ser proveniente da aniquilação de WIMPs, fontes não identificadas, raios gama extragaláticos ou contaminação de raios cósmicos. De qualquer forma há um fluxo de raios gama em excesso ao background esperado, e este pode ser um sinal indireto de ME. Essa possibilidade será explorada no capítulo 6 desta tese quando analisarmos os dados do satélite Fermi-LAT.

Agora que concluímos nossa introdução a respeito de ME vamos discutir rapidamente os métodos de detecção de ME e alguns experimentos de detecção direta para possamos ter uma ideia geral da teoria de ME, passando pelos métodos de detecção direta e indireta e por último os experimentos.

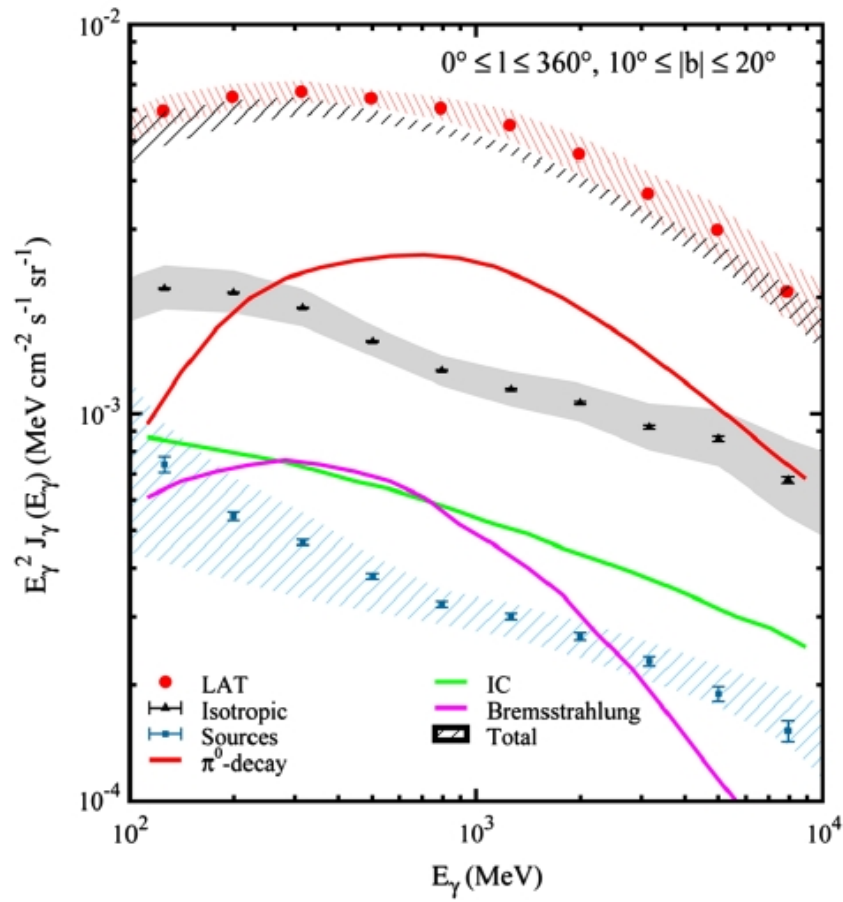


Figura A.15: Fluxo de raios gamma observado pelo satélite Fermi-LAT, após um ano de observação. Sources, refere-se ao fluxo das chamadas point-sources. Total refere-se ao fluxo total de fótons quando somados os fluxos vindo do π^0 , espalhamento compton inverso e bremsstrahlung. UIB é fluxo de fonte não identificada, dada pela diferença entre o fluxo de raios gama predito pelos processos exibidos na figura e o observado (região rosa).

A.6 Experimentos de Detecção Direta

Aqui aprenderemos o que é medido no processo de detecção direta de um WIMP, quais os processos de discriminação de background, quais os principais experimentos e suas características. Tudo isto é fundamental para que possamos entender quais experimentos são mais capazes para detectar um WIMP com determinadas massa e seção de choque e quais as incertezas referentes a cada um deles.

A.6.1 Métodos de detecção

Ao espalhar núcleos, que compõem os detectores, WIMPs transferem uma energia da ordem de KeV. Devido a ordem de grandeza da energia transferida os detectores devem ter uma estabilidade e sensibilidade extremamente eficiente em baixas energias. Para se ter uma ideia, os neutrinos que também são partículas fracamente interagentes, produzem uma energia na escala de MeV nos detectores. Portanto precisamos de detectores que diminuam seu limiar de energia por um fator de mil, para que sejam capazes de observar espalhamentos de WIMPs.

Para entender os métodos de detecção direta, precisamos primeiramente saber o que ocorre num detector após o espalhamento de um WIMP. Primeiro ao espalhar um núcleo o WIMP deposita uma energia grande o suficiente para arrancar os elétrons dos núcleos e produzir uma vibração na cadeia de núcleos.

Esses elétrons arrancados são movidos através de campo elétrico constante para uma determinada região do detector, onde se mede a quantidade de elétrons livres. A quantidade de elétrons livres vai nos dar uma informação sobre a energia de ionização. Alguns experimentos em vez de coletar os números de elétrons eles coletam a luz emitida por esses elétrons que são acelerados pelo campo elétrico.

A vibração na cadeia de núcleos (ou quanticamente falando fônons) irão provocar um aumento da temperatura no detector. Esse aumento de temperatura vai nos dar uma informação sobre a energia depositada em fônons.

Obviamente, há muito mais detalhes dos que aqui mencionados, mas a ideia é exatamente esta. Para maiores detalhes recomendamos uma leitura cuidadosa de [95].

Assim em suma, há três formas de detectar WIMPs diretamente: via ionização (cargas),

cintilação (fótons) e calor (fónons).⁵

Alguns experimentos usam duas dessas técnicas para ajudar na distinção de eventos tipo WIMPs, dos provenientes de elétrons (ou partículas alfa ou beta). Outros que se utilizam de apenas um desses métodos, devem ter um controle muito mais eficiente de eventos causados por background.

Na Fig.(A.16) ilustramos os tipos de espalhamentos observados pelos experimentos. Uma

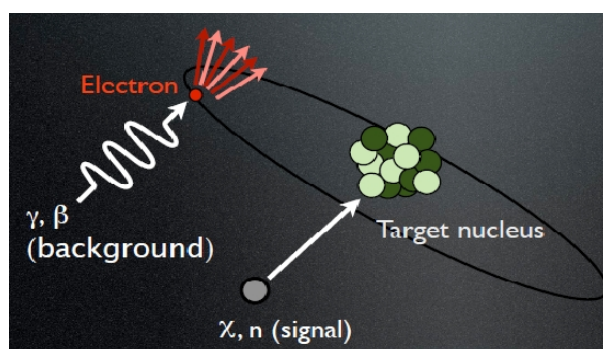


Figura A.16: Tipos de espalhamentos.

questão que surge sobre o método de detecção direta de WIMPs é a respeito do procedimento usado na diferenciação entre espalhamentos nucleares e espalhamentos eletrônicos (espalhamento eletrônico refere-se aos espalhamentos nos quais as partículas incidentes interagem principalmente com elétrons).

Os experimentos usam-se de raios gama e nêutrons para calibrar a resposta de seus detectores a espalhamentos nucleares e eletrônicos. Quando um fóton entra num detector ele transfere quase toda sua energia aos elétrons que pertencem aos núcleos de forma a produzir bastante energia de ionização. Enquanto um nêutron com a mesma energia (que o fóton) vai interagir com o núcleo como um todo depositando a maior parte de sua energia em fónons.

Como resultado desta calibração, defini-se os recuos eletrônicos como sendo aqueles que

⁵Na verdade há um quarto método que via transição de fase, conforme usado no experimento COUPP. Mas nos ateremos apenas a esses três casos nessa tese.

produzem uma grande quantidade de energia de ionização e o recuo nuclear (usualmente chamado apenas de recuo) aquele que produz maior parte de sua energia em fônons.

Assim um espalhamento eletrônico (chamado na literatura como electron-equivalent ou ee) com energia total E_{ee} produz n_1 elétrons e um espalhamento nuclear (usando fonte de nêutrons) com energia de total E_r produz n_2 elétrons, com $n_2 < n_1$. A razão entre o número de elétrons produzidos nos espalhamentos eletrônicos e os nucleares varia de acordo com o núcleo usado.

- Quenching factor

Por esta razão defini-se um fator chamado “quenching factor” com,

$$q = \frac{E_{ee}}{E_r}. \quad (\text{A.89})$$

Assim, o quenching factor é a razão entre o número de elétrons produzidos por um espalhamento eletrônico, pelo número de elétrons produzidos por um espalhamento nuclear (calibrado por nêutrons) com a mesma energia incidente.

É através dessa calibração que o quenching factor é determinado. Portanto medindo-se o número de elétrons produzidos num evento, podemos inferir a energia nuclear total que deve ter sido depositada, por uma partícula para produzir a quantidade de elétrons observados no detector.

Alguns experimentos exibem seus resultados em termos da energia electron-equivalent, usualmente expressa na unidade KeV_{ee} . Por isso, devemos ficar atentos a saber que dependendo do quenching factor daquele experimento a energia nuclear de fato depositada na reação pode ser bastante diferente.

Na tabela A.4, exibimos os quenching factor de alguns núcleos bastante usados nos de-

tectores atuais, Na verdade os quenching factors não são constantes como mostrado na tabela

Núcleo	Quenching Factor
Ge	0.3
Na	0.25
I	0.09
Xe	0.2
Si	0.25

Tabela A.4: Tabela de quenching factors.

A.4, eles possuem uma pequena dependência com a energia depositada, a exceto o Iodeto de Sódio (NaI) conforme mostrado na Fig.(A.17). O valor exato do quenching factor do NaI, que

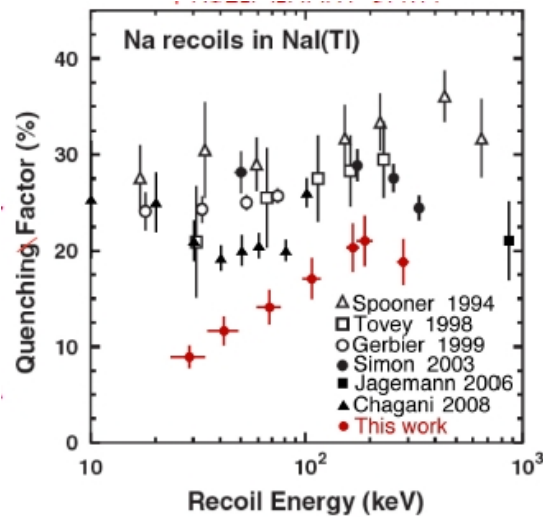


Figura A.17: Quenching factor do NaI em função da energia.

deve ser usado nas análises ainda é assunto de discussão atualmente, pois como podemos ver na Fig.(A.17), há várias incertezas sobre o valor do mesmo.

A.6.2 DAMA

O experimento DArk MAtter (DAMA) (veja Fig.(A.18) localizado no laboratório de Gran Sasso na Itália (a 1400 m abaixo do solo = 3500 m abaixo da água ou simplesmente 3500 m.w.e⁶), que usa Iodeto de Sódio (NaI), tem ao longo de 13 anos observado uma modulação anual

⁶Como os solos possuem diferentes tipos de rochas a profundidade de 1000m na Itália é diferente de 1000 m nos Estados Unidos, portanto as colaborações analisam o tipo de rochas onde seus detectores estão localizados e

na taxa de espalhamento com uma confiança de 8.9σ [28].

Como vimos na seção A.1 a modulação anual é um sinal esperado por qualquer WIMP capaz de espalhar os detectores terrestres devido ao movimento de translação da terra mostrado na Fig.(A.19). A colaboração DAMA (DAMA/NaI + DAMA/LIBRA) tem observado

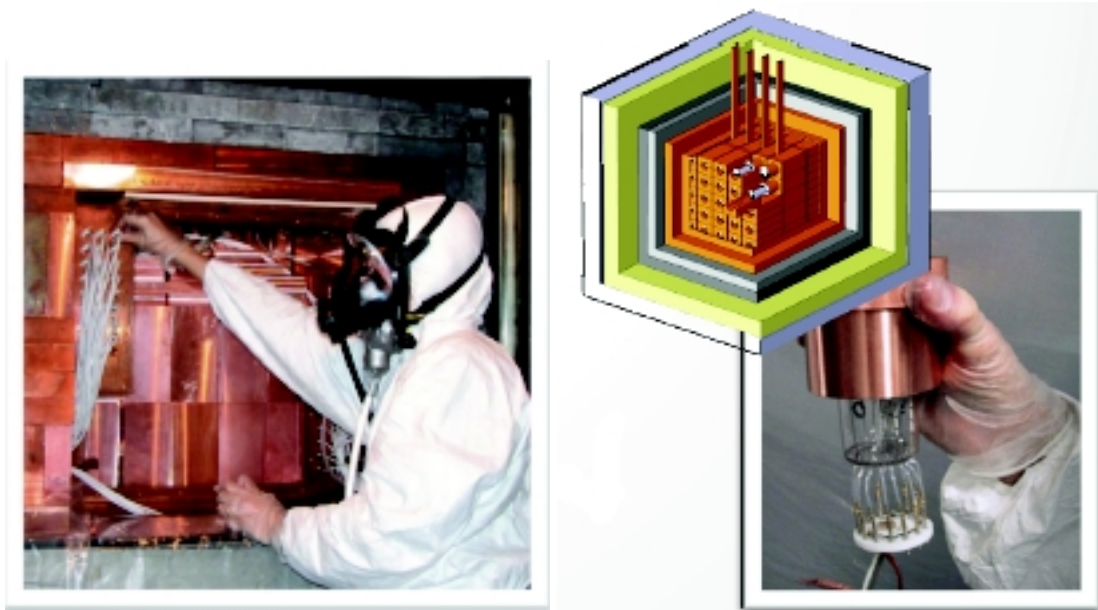


Figura A.18: Experimento DAMA.

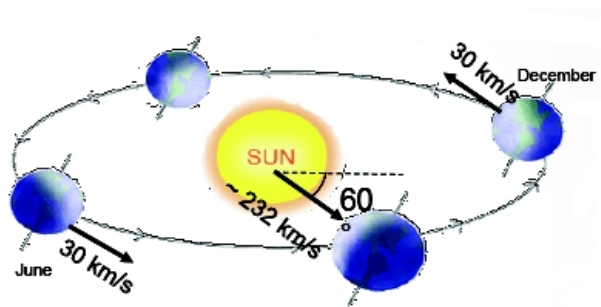


Figura A.19: Figura que ilustra a rotação de Terra ao redor do Sol que é responsável pela modulação anual na taxa de espalhamento WIMP-Núcleo.

essa modulação na taxa de espalhamento na faixa de energia (2 – 6) KeV com uma incrível exposição total de 1.17 Toneladas/dia, com as seguintes características:

- Taxa de Modulação definida por uma função cosseno.

convertem a profundidade do experimento em termos da profundidade abaixo da água, desta forma os experimentos podem comparar entre eles os background de raios cósmicos.

- Modulação apenas na região de baixas energias ($2 - 6$) KeV.
- Modulação observada apenas em eventos de espalhamento único.
- Eventos múltiplos não modulam.
- Amplitude (A) = 0.0116 ± 0.0013 cpd/kg/KeV.
- Período ($T = 2\pi/w$) = (0.999 ± 0.002) ano.
- Fase (t_0) = (146 ± 7) dias (152 dias = 2 de Junho).

Estes valores para a amplitude, fase e período são obtido através de um ajuste a curva exibida em Fig.(A.20) usando a função: $A \cos(w(t - t_0))$.

Os eventos de espalhamentos único mencionados acima são aqueles que ocorrem apenas uma vez no detector. Como o experimento DAMA forma uma cadeia de detectores sabemos se um evento ocorreu em mais de um detector. Eventos múltiplos não podem ter sido provocados por WIMPs, pois a seção de choque de interação de um WIMP é extremamente pequena, tornando seu livre caminho médio enorme. Assim a probabilidade de um WIMP interagir em dois (ou mais) detectores consecutivamente é absurdamente pequena. Por isso na Fig.(A.20) apenas espalhamentos únicos são exibidos. É válido salientar que colaboração DAMA não é capaz de distinguir espalhamentos eletrônicos de espalhamentos nucleares, mas são capazes de determinar se o evento observado ocorreu em apenas um detector ou em vários detectores. Ou seja, eles são capazes apenas de distinguir eventos únicos de eventos múltiplos. Cientes disso alguns autores afirmaram que múons poderiam ser a causa dessa modulação, pois sabemos que múons solares também modulam [99].

Entretanto a colaboração do DAMA [28] e outros grupos [100] independentemente encontraram que a amplitude de modulação dos múons no detector do DAMA seria $A_{muons} <$

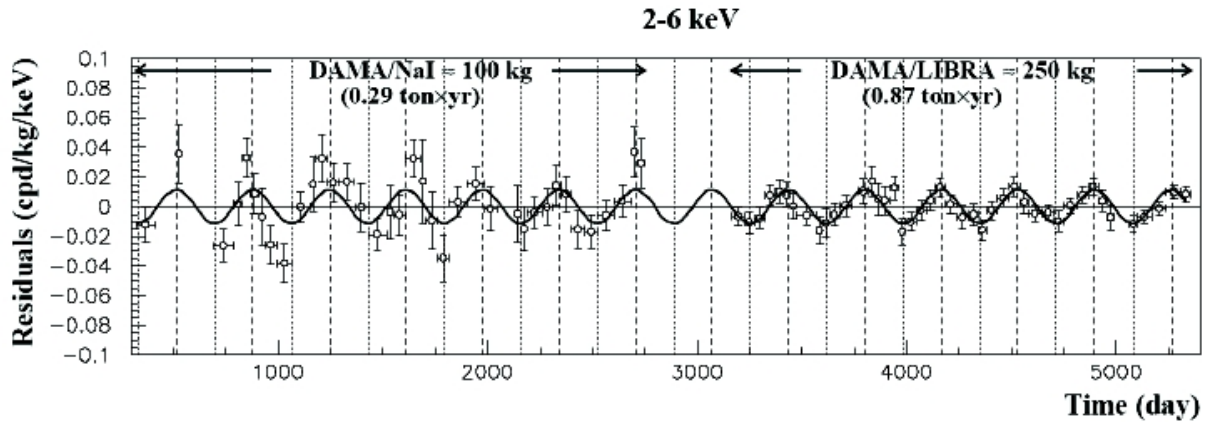


Figura A.20: Figura que ilustra a rotação de Terra ao redor do Sol que é responsável pela modulação anual na taxa de espalhamento WIMP-Núcleo.

$(0.3 - 2.4) \times 10^{-5}$ cpd/kg/KeV (ou seja, mais que 1000 vezes menor) e que a fase da modulação seria 5.7σ diferente da observada pelo DAMA, conforme podemos observar na Fig.(A.21).

Mais ainda, foi-se observado que os múons na verdade não possuem um modulação anual, mas

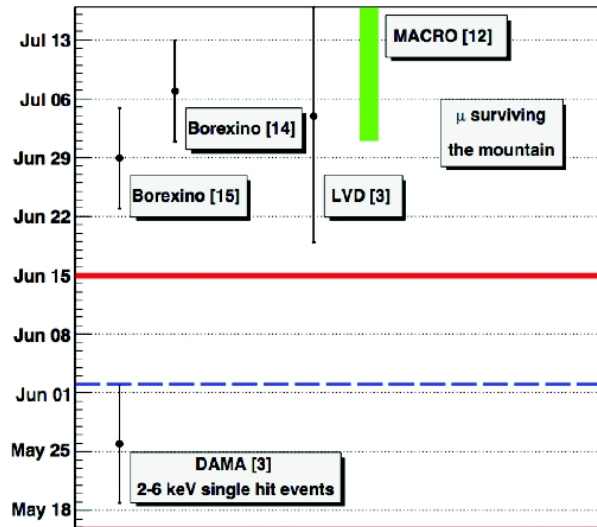


Figura A.21: Fase da modulação dos múons medida por diversos experimentos. Combinando os resultados de MACRO,LVD e Borexino obtêm-se $t_0 = (7 \pm 6)$ de Julho. Apenas Borexino obtêm-se $t_0 = 29 \pm 6$ de Junho. A fase medida pelo DAMA é $t_0 = 26 \pm 7$ de Maio.

sim um período de 13 anos, relacionado a atividade solar. Bem em suma, a possibilidade de múons serem a causa da modulação observada pelo DAMA é no mínimo bastante improvável.

O ponto mais importante do resultado do DAMA, é que não há nenhum background conhecido que satisfaça todas as características da modulação anual observada pelo DAMA e que

com uma confiança de 8.9σ eles afirmam ter descoberto ME.

A.6.3 CDMS

O CDMS (Cryogenic Dark Matter Search) localizada no laboratório de Soudan a 2000 m.w.e no Estado de Minnesota-Estados Unidos ⁷, que usa uma cadeia detectores de Germânio (Ge), utiliza-se de duas técnicas no processo de detecção de espalhamentos elásticos: Ionização e Calor (fônons).

Estas duas técnicas são usadas para distinguir espalhamentos eletrônicos de nucleares como já discutimos na seção A.6.1. Na Fig.(A.22), exibimos um dos detectores chamado ZIP usado pela colaboração.

Podemos perceber na Fig.(A.22) à esquerda o quão relativamente pequeno é um detector de ME comparado colisores de partículas tais como LHC e TEVATRON. À direita está ilustrado o campo elétrico constante que carrega os elétrons arrancados devido o espalhamento de um fóton para a região acima do detector. Note que quando um evento ocorre bem abaixo do detector o elétron leva mais tempo para chegar a região colorida onde está localizada um semi-condutor. Através dessa diferença de tempo de resposta, pode-se inferir em que região do detector o evento ocorreu. Para entender como devemos interpretar os resultados pelos experimentos, precisamos analisar o gráfico $\text{Yield} \times \text{Energia}$, onde $\text{Yield} = (\text{Energia de Ionização} / \text{Energia Total})$. Assim espalhamentos eletrônicos produzem $Y \sim 1$ e espalhamentos nucleares $Y \sim 0.1$.

- Eventos de Superfície

Na Fig.(A.23), isto pode ser claramente observado. Os eventos de superfície (surface

⁷A colaboração do CDMS mudou sua localização recentemente para o laboratório SNOWLAB que fica a 3000 m.w.e, e será lá que os novos detectores izip serão utilizados na coleta de novos dados, possivelmente a partir de Janeiro-2013.

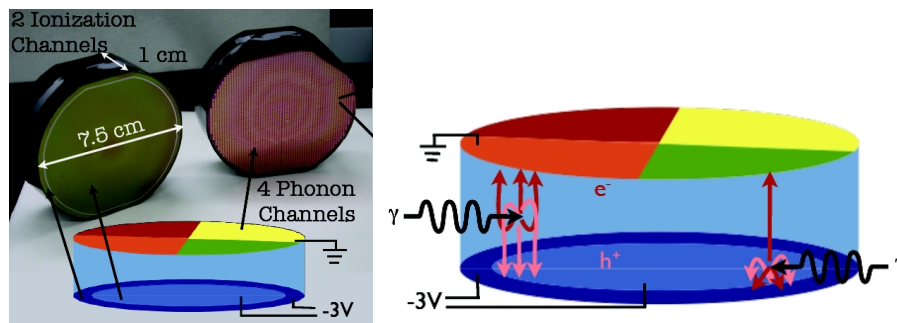


Figura A.22: Detector ZIP usado pelo CDMS. Lembrado que o CDMS usa torres de 8 detectores como estes de forma a discriminar eventos únicos de múltiplos.

events na figura) são eventos que ocorrem na superfície do detector.

Seja na parte inferior, superior ou lateral do detector tais eventos podem provocar uma coleta incompleta de cargas (devido a efeitos de distorção do campo elétrico), e consequentemente a uma medida errada sobre a energia de ionização. Assim espalhamentos eletrônicos que ocorrem na superfície podem se confundir com espalhamentos nucleares.

A colaboração do CDMS afirma que eles são capazes de discriminar eventos de superfícies de eventos nucleares com uma incerteza de $\sim 1\%$ e tem seu background sob controle, mas como podemos observar na Fig.(A.23) há eventos de superfície muito próximos da região que classifica os eventos como nucleares.

Exatamente para resolver essa questão a colaboração construiu novos detectores chamados iZip que serão capazes de solucionar esse problema.

- Eventos de carga zero

Quanto aos eventos chamados de carga zero (zero-charge events na Fig.(A.23)), também ocorrem na superfície e devido as distorções dos campos elétricos, a coleção de cargas também pode ser afetada acarretando em imprecisões na energia de ionização. Explorando exatamente este fato que um grupo fora da colaboração do CDMS, analisando os dados do experimento CDMS, mostraram que tais eventos tidos como de carga zero na

verdade eram eventos nucleares com uma probabilidade maior que $10^4\%$ [122]. Assim na verdade havia um excesso de eventos com relação ao background ignorado pelo CDMS.

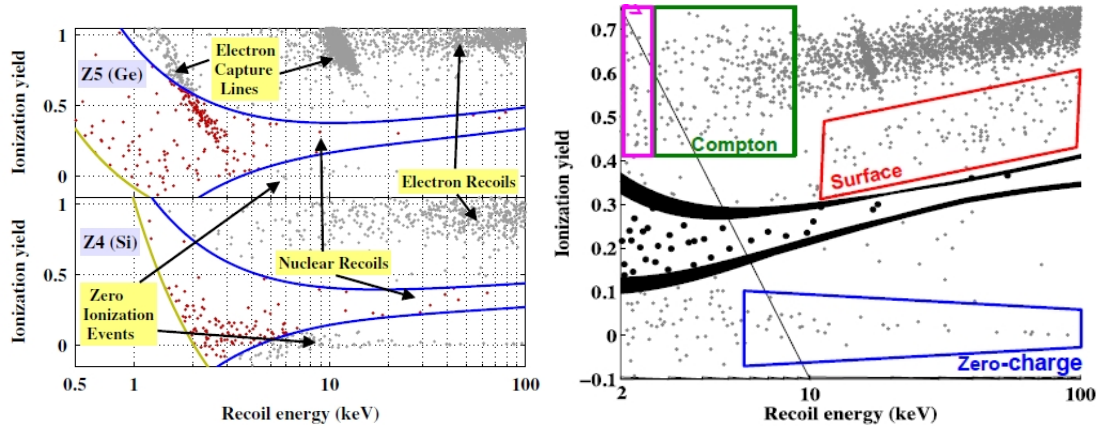


Figura A.23: CDMS1.

Bem anteriormente a essa discussão a respeito dos eventos de carga zero, após dois anos de coleção de dados o experimentos CDMS-II, em dezembro de 2009, reportou dois eventos nucleares em excesso ao background, exibidos na Fig.(A.24), com uma probabilidade de 23% de haver dois ou mais eventos de background [30]. Tais eventos por estarem na região de espalhamento nuclear podem ser facilmente WIMPs, que espalharam o Núcleo de Germânio.

Em suma, dada a baixa estatística estes eventos em excesso não podiam ser descartados como WIMPs. Diversos modelos surgiram na literatura com o objetivo de explicar esses eventos um desses modelos será o que apresentaremos no capítulo 4. Posteriormente estes dois eventos foram interpretados como background e desde então a colaboração CDMS não tem observado nenhum evento tipo nuclear em excesso, e consequentemente tem colocado apenas vínculos na seção de choque WIMP-nucleon. Todavia, como mencionamos anteriormente há incertezas importantes com relação aos eventos de carga zero, em baixas energias, capazes de afetar drasticamente seus resultados.

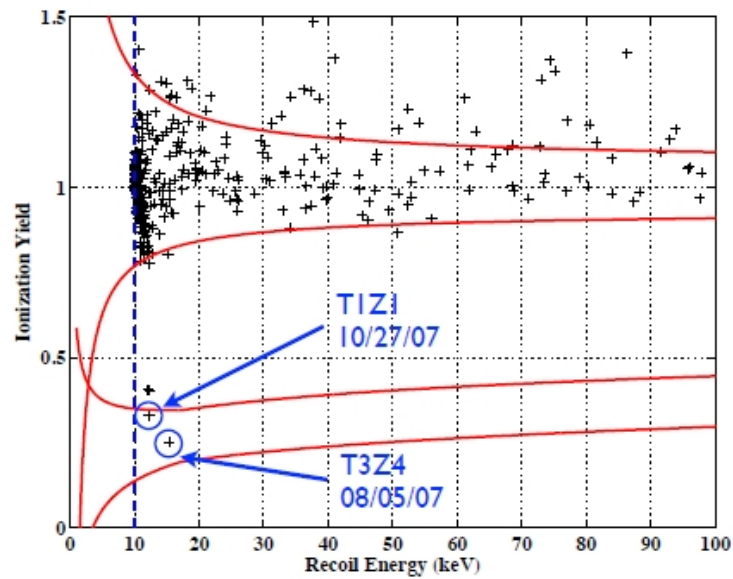


Figura A.24: CDMS1.

A.6.4 CoGeNT

O experimento CoGeNT, que assim como o CDMS usa núcleos de Ge, está localizado no laboratório Soudan em Minnesota. O experimento é bastante pequeno quando comparado a experimentos como CDMS e XENON (possui uma massa total de 475 gramas). Entretanto, foi designado para procurar por WIMPs de baixa massa, portanto possui pequenos ruídos eletrônicos e menos eventos de backgrounds. Veja na Fig.(A.25) uma foto do detector. O CoGeNT em Fevereiro de 2010 observou 100 eventos em excesso ao background consistente com WIMPs com uma seção de choque WIMP-nucleon da ordem de 10^{-41} cm^2 e massa da ordem de $(7 - 10) \text{ GeV}$. Em princípio, o CoGeNT entretanto não é capaz de distinguir espalhamentos eletrônicos de espalhamentos nucleares, pois usa utiliza-se apenas do processo de ionização.

Apesar de não utilizar dois métodos de detecção como CDMS e XENON, o CoGeNT porém, usa uma técnica chamada rise-time cut, mostrado na Fig.(A.26), que é um corte usado para separar espalhamentos eletrônicos (superfícies) de nucleares (bulk). O rise-time cut é simplesmente o tempo que o elétron livre arrancado, como resultado do espalhamento, leva para

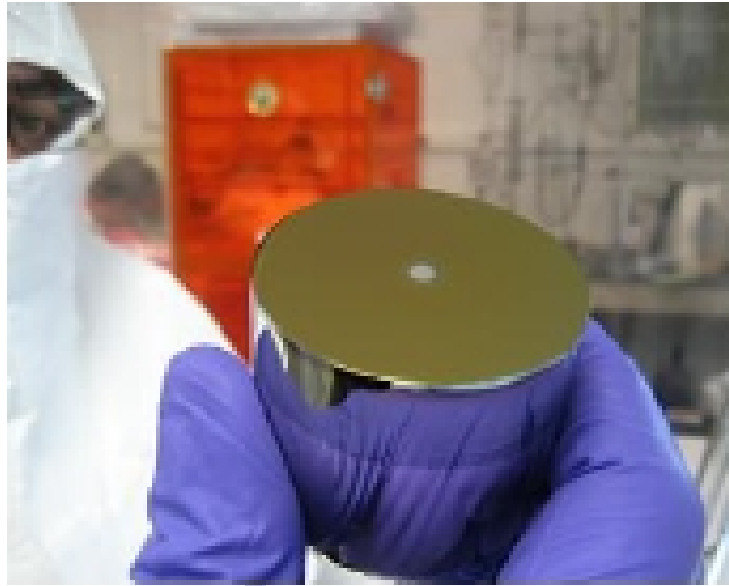


Figura A.25: Foto do detector CoGeNT.

reagir a presença do campo elétrico no detector. Como espalhamentos eletrônicos ocorrem

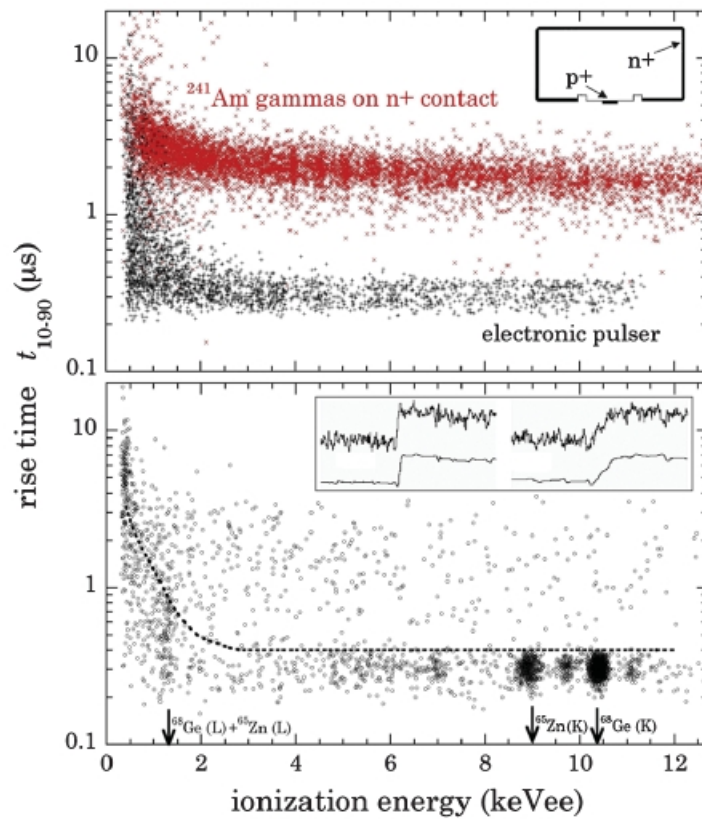


Figura A.26: Rise time cut aplicado pelo CoGeNT. Vemos que os eventos de superfície em vermelho possuem um maior tempo de resposta ao campo elétrico comparado aos eventos tipo bulk.

próximo a superfície do detector, ou seja são eventos de superfície, os elétrons produzidos da

interação levarão mais tempo para responderem ao campos elétrico que são fracos na superfície (devido aos efeitos de distorção), enquanto os chamados bulk events (evento de volume) que são aqueles eventos que ocorrem na região mais interna do volume do detector (que são eventos tipo-WIMP), terão um tempo de resposta mais rápido.

Assim a colaboração do CoGeNT aplica um corte baseado nessa resposta temporal. Existe na verdade um tratamento estatístico desses eventos. Eles definem um tempo t_{10-90} que separa os eventos de superfícies dos eventos bulk com 90% de confiança.

Apesar da colaboração afirmar que controlam muito bem seu background, e que nenhuma contaminação apreciável de eventos de superfície é esperada, podemos ver na Fig.(A.26), que incertezas referentes ao rise-time cut devem resultar numa contaminação de eventos de superfícies na região de eventos nucleares. Se supormos que há contaminação de eventos de superfície nesses 100 eventos em excesso observados, concluimos que um WIMP deverá uma seção de choque e massa na região exibida na Fig.(A.27).

Os diferentes gráficos correspondem a diferentes valores da velocidade de dispersão v_0 e velocidade de escape v_{esc} supondo uma distribuição de velocidade Maxwelliana⁸, Um ano depois (2011), a colaboração de fato observou que havia uma contaminação de eventos de backgrounds não esperados nesses 100 eventos anteriormente reportados, devido as incertezas associadas com o rise-time cut.

De qualquer forma um excesso de eventos ainda foi observado e com grande surpresa, a colaboração observou que tais eventos apresentavam uma modulação anual com 2.8σ [123], consistente com aquela observada pelo DAMA. Assim um experimento completamente in-

⁸Lembre-se que os experimentos medem a taxa de espalhamento. Mas a mesma depende do modelo de distribuição de ME da seção de choque e da massa. Assim o que foi feito na Fig.(A.27) foi supor uma distribuição Maxwelliana com diferentes valores de v_0 e v_{esc} , e realizar um ajuste aos dados variando a massa e a seção de choque independente de spin. Ao fim desse ajusta terminamos com as regiões exibidas na figura.

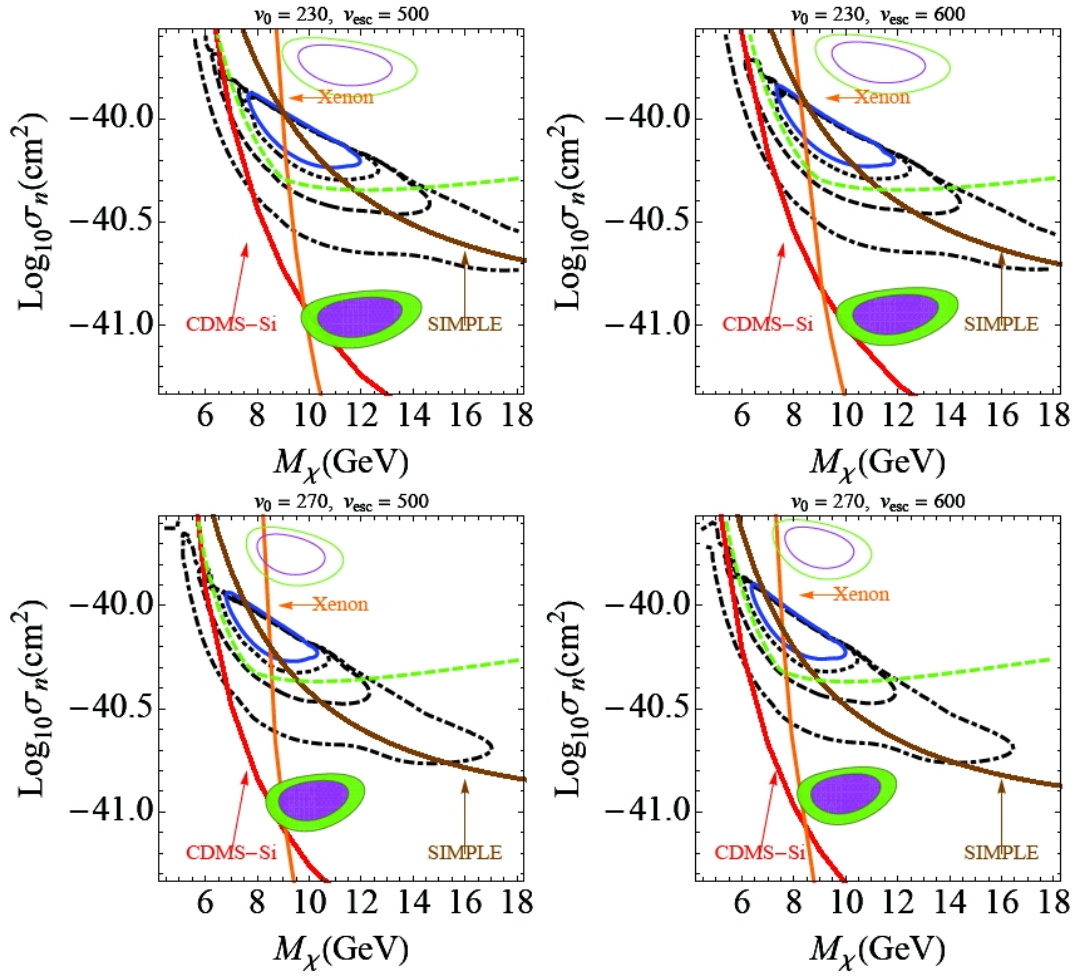


Figura A.27: Região (em preto) favorecida (seção de choque $\times$ massa) pelo CoGeNT para explicação dos eventos supondo uma contaminação de background de 30% e 50% nos 100 eventos observados. Retirada de [123].

dependente do DAMA observou uma modulação consistente apenas com hipótese de ser um WIMP.

Como a estatística não é grande o suficiente para significar uma descoberta então devemos aguardar ansiosamente a divulgação dos novos resultados, agora com 2 anos de dados, possivelmente no início de 2013.

De uma maneira ou de outra estes excessos em eventos observados pelo CoGeNT serão explicados por uma extensão mínima do MP apresentada no capítulo 3 a seguir.

A.7 Comentários Finais

Nosso propósito ao longo de toda essa discussão é mostrar que há várias incertezas que cercam os experimentos voltados para a detecção de ME. Bem isto não é nenhuma surpresa dada a dificuldade de detectar partículas que interagem tão fracamente e o enorme número de possíveis backgrounds.

Há vários detalhes que precisam ser entendidos ao abordar os resultados desses experimentos, mas convidamos o leitor a ler cuidadosamente as referências acima citadas para que possam analisar e julgar mais precisamente tanto as observações de excessos de eventos observados pelo CoGeNT e CDMS, assim como a modulação do DAMA e CoGeNT.

Há outros importantes experimentos que não discutimos com maiores detalhes nessa tese como o XENON, CRESST, SIMPLE, DAMIC, ZEPLIN III e COUPP. Em particular, o XENON por não ter observado nenhum sinal consistente com um WIMP tem colocados os principais vínculos do mundo na seção de choque WIMP-núcleon, enquanto o CRESST recentemente observou eventos em excesso ao background com um espectro de energia similar ao observado pelo DAMA e CoGeNT.

Existe backgrounds não levados em consideração pela colaboração CRESST como foi apontado em [124], que traria grandes impactos aos resultados. Atualmente não sabemos ao certo se esse excesso persistirá ou não. A próxima publicação de resultados do experimento irá clarificar este fato.

Bem, esperamos ter deixado claro para o leitor o quão difícil é detectar um evento de ME, e quais algumas das incertezas nos experimentos atuais que ainda trazem à tona interessantes discussões na comunidade científica a ponto de questionar a validade dos resultados dos expe-

rimentos.

Hoje vivemos uma época bastante excitante devido a quantidade de detectores e a essa grande discussão existente sobre os resultados do DAMA, CoGeNT e CRESST no que diz respeito a descoberta ou não de ME. Isso sem mencionar os experimentos de detecção indireta de ME como o Fermi-LAT, ICECUBE, CTA, HESS e AMS-02.

Ao final deste capítulo temos abordado os métodos de detecção direta e indireta de ME, mencionado os principais candidatos e discutido e falado de alguns experimentos e suas respectivas observações.

É válido lembrar que este capítulo de revisão (misturado com temas de atuais de pesquisa) foi extenso, pois como esta tese de doutorado aborda um tema atual e pouco explorado no nosso país. Assim uma introdução mais detalhada do assunto se fazia necessária.

Além do mais, como nos artigos há sempre uma seção de introdução ao assunto, toda essa parte introdutória foi cortada nos capítulos 2,3,4 e 5, nos permitindo discutir apenas os resultados dos trabalhos originais oriundos dessa tese com mais profundidade.

Iniciaremos com uma extensão mínima do MP (Modelo Padrão) no capítulo 2.

APÊNDICE B – Vértices do 3-3-1LHN

Neste apêndice exibiremos todas as interações triples e os acoplamentos envolvendo as partículas do 3-3-1LHN, que são ímpar perante a simetria global $U(1)_G$, que garante a estabilidade de nossos WIMPs.

Vamos primeiro definir os parâmetros,

$$R_1 = \sqrt{1 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2}}, R_2 = \sqrt{2 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2}}, g_W = 1 - 2s_W^2, \alpha_1 = 3 - 4s_W^2, \\ \mathbf{t}_N = \frac{\sqrt{3}s_W}{\sqrt{3-4s_W^2}}, \mathbf{q} = \frac{9}{3-4s_W^2}, \mathbf{s} = \frac{9c_W^2}{3-4s_W^2}, \mathbf{p} = 9\frac{(1-2s_W^2)}{3-4s_W^2}.$$

Por simplicidade, não mostraremos as interações conjugadas nas tabelas abaixo e as interações que estão incluídas em uma tabela não serão incluídas nas outras.

ϕ Interações	Acoplamentos
$\phi \phi^* H$	$-\frac{\sqrt{2}v}{2R_1^2} \left(2\lambda_2 + \lambda_6 + \lambda_7 + \frac{1}{2} + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2} (\lambda_4 + \lambda_5 + \lambda_7) \right)$
$\phi H U_\mu^0$	$-\frac{g\sqrt{2}}{4R_1} (p_1 - p_2)_\mu$
$\phi \bar{N}_a \nu_a$	$-\frac{g'_{aa}v}{2VR_1} (1 - \gamma_5)$
$\phi P_1 U_\mu^0$	$\frac{ig}{2R_1 R_2} (p_1 - p_2)_\mu$
$\phi \bar{u}'_3 t$	$-\frac{1}{2R_1} \left(\frac{v}{v_{\chi'}} f_{33} (1 - \gamma_5) + \frac{m_t \sqrt{2}}{v} (1 + \gamma_5) \right)$
$\phi \bar{s} d'_2$	$-\frac{1}{2R_1} \left(\frac{v}{v_{\chi'}} f_{22} (1 + \gamma_5) + \frac{m_s \sqrt{2}}{v} (1 - \gamma_5) \right)$
$\phi \bar{d} d'_1$	$-\frac{1}{2R_1} \left(\frac{v}{v_{\chi'}} f_{11} (1 + \gamma_5) + \frac{m_d \sqrt{2}}{v} (1 - \gamma_5) \right)$
$\phi \phi^* S_2$	$-\frac{\sqrt{2}v}{2R_1} \left(2\lambda_2 - \lambda_6 + \lambda_7 - 1/2 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2} (\lambda_4 - \lambda_5 + \lambda_7) \right)$
$\phi S_2 U_\mu^0$	$-\frac{\sqrt{2}g}{4R_1} (p_1 - p_3)_\mu$
$\phi \phi^* S_1$	$-\frac{v}{R_1} \left(\frac{v}{v_{\chi'}} (2\lambda_1 + \lambda_7) + \frac{v_{\chi'}}{v} (\lambda_4 + \lambda_7) \right)$
$\phi S_1 U_\mu^0$	$-\frac{gv}{v_{\chi'} R_1} p_{2\mu}$
$\phi V_\mu^- W_\nu^+$	$\frac{\sqrt{2}g^2 v}{2R_1} g_{\mu\nu}$
$\phi h_2^- V_\mu^-$	$-\frac{g}{2R_1} (p_1 - p_2)_\mu$
$\phi Z^\mu U_\nu^0$	$\frac{g^2 v \sqrt{q}}{2R_1 \sqrt{s}} g_{\mu\nu}$
$\phi Z'_\mu U_\nu^0$	$\frac{g^2 v}{6R_1 \sqrt{s}} (\mathbf{p} - 2\mathbf{s}) g_{\mu\nu}$
$\phi \phi^* Z'^\mu$	$\frac{g\sqrt{s}}{3R_1^2} (p_1 - p_2)_\mu$
$\phi h_1^- h_2^+$	$-\frac{v}{2R_1^2} \left(\frac{v^2}{v_{\chi'}^2} (\lambda_7 + \lambda_8) + (\lambda_7 + \lambda_8 + 2\lambda_9 - 1) \right)$

N_1 Interações	Acoplamentos
$\bar{e} N_1 V_\mu^-$	$-\frac{g\sqrt{2}}{4} \gamma_\mu (1 - \gamma_5)$
$\bar{e} N_1 h_1^-$	$-\frac{1}{2R_1} \left(\frac{m_e \sqrt{2}}{v} (1 - \gamma_5) + \frac{v}{v_{\chi'}} g'_{11} (1 + \gamma_5) \right)$
$\bar{N}_1 N_1 P_1$	$-\frac{ig'_{11} v \sqrt{2}}{2v_{\chi'} R_2} \gamma_5$
$\bar{N}_1 N_1 S_1$	$-\frac{g'_{11} \sqrt{2}}{2}$
$\bar{N}_1 N_1 Z'_\mu$	$\frac{g}{6\sqrt{s}} (3 + \mathbf{t}_N^2) \gamma_\mu (1 - \gamma_5)$
$\bar{\nu}_e N_1 U_\mu^0$	$-\frac{g\sqrt{2}}{4} \gamma_\mu (1 - \gamma_5)$
$\bar{\nu}_e N_1 \phi^*$	$-\frac{g'_{11} v}{2v_{\chi'} R_1}$

U^0 Interações	Acoplamentos
$U_\mu^0 U_\nu^{0*} H$	$-\frac{\sqrt{2}g^2v}{4}g_{\mu\nu}$
$U_\mu^{0*} \bar{N}_a \nu_a$	$-\frac{\sqrt{2}g}{4}\gamma_\mu(1-\gamma_5)$
$U_\mu^0 \bar{d}'_1 d$	$\frac{\sqrt{2}g}{4}\gamma_\mu(1-\gamma_5)$
$U_\mu^0 \bar{d}'_2 s$	$\frac{\sqrt{2}g}{4}\gamma_\mu(1-\gamma_5)$
$U_\mu^{0*} \bar{u}'_3 t$	$-\frac{\sqrt{2}g}{4}\gamma_\mu(1-\gamma_5)$
$U_\mu^0 U_\nu^{0*} S_2$	$\frac{g^2\sqrt{2}v}{4}g_{\mu\nu}$
$U_\mu^0 U_\nu^{0*} S_1$	$\frac{g^2v\chi'}{2}g_{\mu\nu}$
$U_\rho^0 V_\mu^+ W_\nu^-$	$-\frac{\sqrt{2}g}{2}(p_{1\nu}g_{\mu\rho} - p_{1\mu}g_{\nu\rho} - p_{2\nu}g_{\mu\rho} + p_{2\rho}g_{\mu\nu} + p_{3\mu}g_{\nu\rho} - p_{3\rho}g_{\mu\nu})$
$U_\mu^0 V_\nu^+ h_2^-$	$\frac{g^2v}{2}g_{\mu\nu}$
$U_\mu^0 h_1^+ W_\nu^-$	$\frac{g^2\sqrt{2}}{2R_1}g_{\mu\nu}$
$U_\rho^0 U_\mu^{0*} Z_\nu$	$\frac{g}{2C_W}(p_{1\mu}g_{\nu\rho} - p_{1\nu}g_{\rho\mu} - p_{2\rho}g_{\nu\mu} + p_{2\nu}g_{\rho\mu} + p_{3\rho}g_{\nu\mu} - p_{3\mu}g_{\nu\rho})$
$U_\rho^0 U_\mu^{0*} Z'_\nu$	$\frac{\alpha_1 g}{2C_W}(p_{1\mu}g_{\nu\rho} - p_{1\nu}g_{\rho\mu} - p_{2\rho}g_{\nu\mu} + p_{2\nu}g_{\rho\mu} + p_{3\rho}g_{\nu\mu} - p_{3\mu}g_{\nu\rho})$
$U_\mu^{0*} h_1^- h_2^+$	$-\frac{g}{2R_1}(p_3 - p_2)_\mu$

$V^\pm$ Interações	Acoplamentos
$V_\mu^+ V_\nu^- A_\rho$	$-e(p_{1\rho}g_{\mu\nu} - p_{1\nu}g_{\rho\mu} + p_{2\mu}g_{\rho\nu} - p_{2\rho}g_{\mu\nu} + p_{3\nu}g_{\rho\mu} - p_{3\mu}g_{\rho\nu})$
$V_\mu^+ \bar{u} d'_1$	$-\frac{g\sqrt{2}}{4}\gamma_\mu(1-\gamma_5)$
$V_\mu^+ \bar{c} d'_2$	$-\frac{g\sqrt{2}}{4}\gamma_\mu(1-\gamma_5)$
$V_\mu^+ \bar{u}'_3 b$	$-\frac{g\sqrt{2}}{4}\gamma_\mu(1-\gamma_5)$
$V_\mu^+ V_\nu^- H$	$\frac{g^2v\sqrt{2}}{4}g_{\mu\nu}$
$V_\mu^+ h_1^- H$	$-\frac{g\sqrt{2}}{4R_1}(p_2 - p_3)_\mu$
$V_\mu^+ h_1^- P_1$	$\frac{ig}{2R_1R_2}(p_2 - p_3)_\mu$
$V_\mu^+ V_\nu^- S_2$	$-\frac{g^2v\sqrt{2}}{4}g_{\mu\nu}$
$V_\mu^+ h_1^- S_2$	$\frac{g\sqrt{2}}{4R_1}(p_2 - p_3)_\mu$
$V_\mu^+ V_\nu^- S_1$	$\frac{g^2v\chi'}{2}g_{\mu\nu}$
$V_\mu^+ h_1^- S_1$	$-\frac{g^v}{v\chi'}\frac{1}{2R_1}p_{3\mu}$
$V_\mu^+ V_\nu^- Z_\rho$	$-\frac{g}{2C_W}(p_{2\mu}g_{\nu\rho}g_W - p_{2\rho}g_{\mu\nu}g_W - p_{1\nu}g_{\mu\rho}g_W + p_{1\rho}g_{\mu\nu}g_W + p_{3\nu}g_{\mu\rho}g_W - p_{3\mu}g_{\nu\rho}g_W)$
$V_\mu^+ V_\nu^- Z'_\rho$	$\frac{\alpha_1 g}{2C_W}(p_{2\mu}g_{\nu\rho} - p_{2\rho}g_{\mu\nu} - p_{1\nu}g_{\mu\rho} + p_{1\rho}g_{\mu\nu} + p_{3\nu}g_{\mu\rho} - p_{3\mu}g_{\nu\rho})$
$V_\mu^+ Z_\nu h_1^-$	$-\frac{g^2v}{4R_1\sqrt{q_s}}(\mathbf{p} + \mathbf{q} + 6\mathbf{t}_N^2)g_{\mu\nu}$
$V_\mu^+ Z'_\nu h_1^-$	$\frac{g^2v}{12R_1\sqrt{s}}(-2\mathbf{s} + \mathbf{q} - \mathbf{p})g_{\mu\nu}$

$h_1^\pm$ Interações	Acoplamentos
$h_1^- h_1^+ A_\mu$	$-\frac{e}{R_1^2}(p_2 - p_1)_\mu$
$h_1^- h_1^+ H$	$-\frac{\sqrt{2}v}{2R_1^2} \left(2\lambda_3 + \lambda_6 + \lambda_8 + 1/2 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2}(\lambda_4 + \lambda_5 + \lambda_8) \right)$
$h_1^- P_1 V_\mu^+$	$\frac{ig}{2R_1 R_2}(p_1 - p_2)_\mu$
$h_1^- \bar{d}'_1 u$	$\frac{1}{2R_1} \left(\frac{v}{v_{\chi'}} f_{11}(1 - \gamma_5) + \frac{m_u \sqrt{2}}{v}(1 + \gamma_5) \right)$
$h_1^- \bar{d}'_2 c$	$\frac{1}{2R_1} \left(\frac{v}{v_{\chi'}} f_{22}(1 - \gamma_5) + \frac{m_c \sqrt{2}}{v}(1 + \gamma_5) \right)$
$h_1^- \bar{b} u'_3$	$-\frac{1}{2R_1} \left(\frac{v}{v_{\chi'}} f_{33}(1 + \gamma_5) + \frac{m_b \sqrt{2}}{v}(1 - \gamma_5) \right)$
$h_1^- h_1^+ S_2$	$\frac{\sqrt{2}v}{2R_1^2} \left(2\lambda_3 - \lambda_6 + \lambda_8 - 1/2 + \frac{v^2}{v_{\chi'}^2}(\lambda_5 + \lambda_8 - \lambda_4) \right)$
$h_1^- h_1^+ S_1$	$\frac{-v}{R_1^2} \left(\frac{v}{v_{\chi'}}(2\lambda_1 + \lambda_8) + \frac{v_{\chi'}}{v}(\lambda_5 + \lambda_8) \right)$
$h_1^- h_1^+ Z_\mu$	$\frac{3g}{R_1^2 \sqrt{q}} \mathbf{t}_{\mathbf{N}}^2 (p_2 - p_1)_\mu$
$h_1^- h_1^+ Z'_\mu$	$\frac{g}{3R_1^2 \sqrt{s}} (p_2 - p_1)_\mu$

q'_a Interações	Acoplamentos
$\bar{q}'_a q'_a A_\mu$	$-Q_{q_a} e \gamma_\mu$
$q'_a \bar{q}'_a G_\mu$	$\alpha_{SMZ} \gamma_\mu$
$\bar{q}'_a q'_a P_1$	$\frac{iv\sqrt{2}f_{aa}}{2v_{\chi'} R_2} \gamma_5$
$\bar{q}'_a q'_a S_1$	$-\frac{\sqrt{2}f_{aa}}{2}$
$\bar{q}'_a q'_a Z_\mu$	$-\frac{g}{2\sqrt{q}} \mathbf{t}_{\mathbf{N}}^2 \gamma_\mu$
$\bar{q}'_a q'_a Z'_\mu$	$-\frac{g}{6\sqrt{s}} (3\gamma_\mu(1 - \gamma_5) - \mathbf{t}_{\mathbf{N}}^2 \gamma_\mu(1 + \gamma_5))$

APÊNDICE C – Free-Streaming

O free-streaming de uma partícula X oriunda do decaimento de uma partícula mais pesada X' é dado por,

$$\lambda_{FS} = \int_{\tau}^{t_{eq}} \frac{v(t)}{a(t)} dt = \lambda(t_{eq}) - \lambda(\tau), \quad (C.1)$$

onde $a(t)$ é o fator de escalar e τ é o tempo de vida da partícula X' , e $v(t)$ é a velocidade de X.

Seja $u_X = P_X/M_X$ e $R_{eq} = c t_{eq}/a(t_{eq}) \sim 93 \text{ Mpc}$, achamos [61],

$$\lambda(t) = 2 R_{eq} u_{t_{eq}} \ln \left(\frac{1}{u(t)} + \sqrt{1 + \frac{1}{u(t)}} \right). \quad (C.2)$$

Supondo que as partículas X são relativísticas quando produzidas e não relativísticas em $t = t_{eq}$ (na IMR), ou seja quando $u_{eq} \ll 1$, encontramos,

$$\lambda_{FS} \sim 1.0 \text{ Mpc } u_X \left(\frac{\tau}{10^6} \right)^{1/2} \left[1 + 0.14 \ln \left(\left(\frac{10^6}{\tau} \right)^{1/2} \frac{1}{u_X} \right) \right]. \quad (C.3)$$

Como,

$$P_X = \frac{1}{2M_{X'}} (M_{X'}^2 - M_X^2), \quad (C.4)$$

então,

$$u_X = \frac{1}{2} \left(\frac{M_{X'}}{M_X} - \frac{M_X}{M_{X'}} \right), \quad (C.5)$$

Assim,

$$\lambda_{FS} \sim 1.0 \text{ Mpc } \left(\frac{M_{X'}}{2M_X} - \frac{M_X}{2M_{X'}} \right) \left(\frac{\tau}{10^6} \right)^{1/2} \left[1 + 0.14 \ln \left(\left(\frac{10^6}{\tau} \right)^{1/2} \frac{1}{u_X} \right) \right]. \quad (C.6)$$

A Eq.(C.6) expressa o free-streaming de uma partícula X, vinda do decaimento de uma partícula mais pesada X' , que é relativística quando produzida e não relativística em $t = t_{eq}$.

APÊNDICE D – Fator de Boost

O fator de Lorentz de uma partícula X, que decai via $X' \rightarrow X + \gamma$, é obtido a através das equações de conservação do momento e energia,

$$E_{X'} = E_\gamma + M_X \gamma_X, \quad (\text{D.1})$$

$$P_{X'} = E_\gamma + P_X. \quad (\text{D.2})$$

Supondo que X' decai em repouso, encontramos que o módulo do momento de X é,

$$P_X = E_\gamma = \frac{1}{2M_{X'}} (M_{X'}^2 - M_X^2). \quad (\text{D.3})$$

Usando $E_{X'} = M_{X'}$, e substituindo a Eq.(D.3) na Eq.(D.1) achamos,

$$\gamma_X = \left(\frac{M_{X'}}{2M_X} - \frac{M_X}{2M_{X'}} \right). \quad (\text{D.4})$$

Agora supondo que todos os decaimentos ocorram no tempo igual a τ , e levando em conta que o Universo está em expansão, o fator de Lorentz torna-se,

$$\gamma_X = 1 + \left(\frac{a\tau}{a} \right) \left[\left(\frac{M_{X'}}{2M_X} - \frac{M_X}{2M_{X'}} - 1 \right) \right]. \quad (\text{D.5})$$

Para a época que o Universo é dominado por radiação $a = (t/t_0)^{1/2}$, portanto,

$$\gamma_X = 1 + \left(\frac{\tau}{t} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{M_{X'}}{2M_X} - \frac{M_X}{2M_{X'}} - 1 \right) \right]. \quad (\text{D.6})$$

A Eq.(D.6) nos fornece o boost da partícula X em função do tempo de vida e da razão das massas das partículas, para o caso em que os decaimentos ocorrem na época em que o Universo é dominado por radiação.

Bibliografia

- [1] J.H Oort, “The Force Exerted by the Stellar System in the Direction Perpendicular to the Galactic Plane and Some Related Problems”, *Bull. Astron. Inst. Neth.* 6 (1932) 249-87.
- [2] F. Zwicky, “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln”, *Helvetica Physica Acta* 6 (1933) 110-127.
- [3] Keith A. OLIVE, “TASI Lectures on Dark Matter”, [astro-ph/0301505].
- [4] Keith A. Olive, “Calculations of Relic Densities in the Early Universe”, *Nucl. Phys. B* **310** (1988) 693.
- [5] <http://map.gsfc.nasa.gov/universe/bb-tests-ele.html>.
- [6] H. Murayama, “Physics Beyond the Standard Model and Dark Matter”, [arxiv:0704.2276].
- [7] Figura retirada de: <http://www.redshift-live.com/en/magazine/articles/Astronomy/15450-Bending-the-light-1.html>.
- [8] NASA Multimedia, <http://www.nasa.gov/multimedia/imagegallery/image-feature-575.html>.
- [9] <http://www.sdss3.org/science/drpapers.php>.
- [10] R. Massey, T. Kitching, J. Richard, “The dark matter of gravitational lensing”, *Rep. Prog. Phys.* 73 (2010) 086901, [arXiv:1001.1739].
- [11] V. Rubin and W. K. Ford, Jr, “Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions”, *Astrophysical Journal* 159, 379 (1970);
V. Rubin and N. Thonnard, W. K. Ford, Jr, “Rotational Properties of 21 Sc Galaxies with a Large Range of Luminosities and Radii from NGC 4605 (R=4 kpc) to UGC 2885 (R=122 kpc)”, *Astrophysical Journal* 238, 471 (1980).
- [12] G. Jungman, M. KAMIONKOWSKI, K. Griest, “Supersymmetric Dark Matter”, *Physics Reports* 267 (1996) 195-373.
- [13] C. Munoz, “Dark Matter Detection in the Light of Recent Experimental Results”, *Int. J. Mod. Phys. A* 19 (2004) 3093-3170, [hep-ph/0309346v4].
- [14] Clowe, Douglas; et al. (2006). ”A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter”, *Astrophys.J.* 648 (2006) L109-L113, [arXiv:astro-ph/0608407].

- [15] D. Clowe (1), A. Gonzalez, M. Markevitch, “Weak lensing mass reconstruction of the interacting cluster 1E0657-558: Direct evidence for the existence of dark matter”, *Astrophys.J.*604:596-603,2004, [astro-ph/0312273].
- [16] C.J. Ma et al, “The impact of a major cluster merger on galaxy evolution in MACS J0025.4-1225”,[arXiv:0806.2320];
Marusa Bradac et al, “Revealing the properties of dark matter in the merging cluster MACSJ0025.4-1222”, [arxiv:arXiv:0806.2320].
M. Markevitch , A. H. Gonzalez, D. Clowe, A. Vikhlinin, L. David, W. Forman, C. Jones, S. Murray, W. Tucker, “Direct constraints on the dark matter self-interaction cross-section from the merging galaxy cluster 1E0657-56”, *Astrophys.J.*606:819-824,2004,
- [17] J. Merten et al, “Creation of cosmic structure in the complex galaxy cluster merger Abell 2744”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 10/2011, Volume 417, Issue 1, pp. 333-347, [arXiv:1103.2772].
- [18] P.J.E. Peebles, “Principles of Physical Cosmology”, Princeton Series in Physics (1993).
- [19] R. Aldrovandi and J. G. Pereira, “An Introductory Course on Physical Cosmology”, (Instituto de Física Teórica, 2005).
- [20] Wayne Hu e Scott Dodelson, “Cosmic Microwave Background Anisotropies”, *Ann.Rev.Astron.Astrophys.* 40 (2002) 171-216,[astro-ph/0110414].
- [21] Volker Springel, Carlos S. Frenk e Simon D. M. White, “The large-scale structure of the Universe”, *Nature* 440 (2006) 04805.
- [22] Aravind Natarajan,“DAMA and the self similar infall halo model”, *Phys. Rev. D* 83 (2011) 043517, [arxiv:1011.3966].
- [23] Marco Cirelli et al, “A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection”, [arxiv:1012.4515].
- [24] C. A. de S. Pires, F. S. Queiroz, e P. S. Rodrigues da Silva, “Singlet Majorana fermion dark matter, DAMA, CoGeNT, and CDMS-II”, *Phys. Rev. D* 82 (2010) 105014.
- [25] C. Amsler et al. (Particle Data Group), *Phys. Lett.* **B667**, 1 (2008).
- [26] G. Belanger, F. Boudjema, A. Pukhov, A. Semenov, “Dark matter direct detection rate in a generic model with micrOMEGAs2.2 ”, *Comput. Phys. Commun.* 180 (2009) 747, [arXiv:0803.2360];

G. Belanger, F. Boudjema, A. Pukhov, A. Semenov, “micrOMEGAs2.0: a program to calculate the relic density of dark matter in a generic model”, *Comput. Phys. Commun.* 176 (2007) 367, [arXiv:hep-ph/0607059].
- [27] Joachim Kopp, Viviana Niro, Thomas Schwetz, Jure Zupan (CERN), “DAMA/LIBRA and leptonically interacting Dark Matter”, *Phys. Rev. D* 80 (2009) 083502, [arXiv:0907.3159].

- [28] DAMA and LIBRA Collaborations, “New results from DAMA/LIBRA”, Eur. Phys. J. C 67 (2010) 39.
- [29] CoGeNT Collaboration, “Results from a Search for Light-Mass Dark Matter with a P-type Point Contact Germanium Detector”, Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 131301, [arXiv:1002.4703].
- [30] The CDMS Collaboration: Z. Ahmed, et al, “Dark Matter Search Results from the CDMS II Experiment”, Science 327 (2010) 1619-1621, [arXiv:0912.3592].
- [31] D. Hooper, J. I. Collar, Jeter Hall, Dan McKinsey, and Chris M. Kelso, “A Consistent Dark Matter Interpretation For CoGeNT and DAMA/LIBRA”, Phys. Rev. D 82, (2010) 123509.
- [32] Spencer Chang, Jia Liu, Aaron Pierce, Neal Weiner, Itay Yavin, “CoGeNT Interpretations”, JCAP 1008 (2010) 018, [hep-ph/1004.0697v1].
- [33] A. Liam Fitzpatrick, Dan Hooper and Kathryn M. Zurek, “Implications of CoGeNT and DAMA for Light WIMP Dark Matter”, Phys. Rev. D 81 (2010) 115005, [hep-ph/1003.0014].
- [34] Joachim Kopp, Thomas Schwetz, Jure Zupan, “Global interpretation of direct Dark Matter searches after CDMS-II results”, JCAP 1002 (2010) 014, [arXiv:0912.4264].
- [35] Christopher McCabe, “The Astrophysical Uncertainties Of Dark Matter Direct Detection Experiments”, Phys. Rev. D 82 (2010) 023530, [arXiv:1005.0579].
- [36] Christopher Savage, Graciela Gelmini, Paolo Gondolo and Katherine Freese, “XENON10/100 dark matter constraints in comparison with CoGeNT and DAMA: examining the L_{eff} dependence”, [arXiv:1006.0972];
Vernon Barger, Mathew McCaskey and Gabe Shaughnessy, “Complex Scalar Dark Matter vis-a-vis CoGeNT, DAMA/LIBRA and XENON100”, Phys. Rev. D 82 (2010) 035019, [arxiv:1005.3328];
- J.I. Collar and D.N. McKinsey, “Comments on First Dark Matter Results from the XENON100 Experiment”, [arxiv:1005.0838].
- [37] J. K. Mizukoshi, C. A. de S. Pires, F. S. Queiroz, e P. S. Rodrigues da Silva, “WIMPs in a 3-3-1 model with heavy sterile neutrinos”, Phys. Rev. D 83 (2011) 065024, [arxiv:1010.4097].
- [38] J. D. R. Alvares, C. A. de S. Pires, Farinaldo S. Queiroz, D. Restrepo, e P. S. Rodrigues da Silva, “On the connection of Gamma-rays, Dark Matter and Higgs searches at LHC”, Phys. Rev. D 86 (2012) 075011, [arxiv:1206.5779].
- [39] Gustavo Burdman, Leandro Da Rold, Ricardo D’Elia Matheus, “The Lepton Sector of a Fourth Generation”, Phys. Rev. D 82 (2010) 055015, [arXiv:0912.5219];

Gustavo Burdman, Leandro Da Rold, Oscar Eboli, Ricardo D’Elia Matheus, “Strongly Coupled Fourth Generation at the LHC”, Phys. Rev. D 79 (2009) 075026, [arXiv:0812.0368].

- [40] Michael Geller, Shaouly Bar-Shalom, Gad Eilam, “The Need for New Search Strategies for Fourth Generation Quarks at the LHC”, *Phys. Lett. B* 715 (2012) 121-128, [arXiv:1205.0575];
- Amol Dighe, Diptimoy Ghosh, Rohini M. Godbole, Arun Prasath, “Large mass splittings for fourth generation fermions allowed by LHC Higgs exclusion”, *Phys. Rev. D* 85 (2012) 114035, [arXiv:1204.3550];
- Xiao-Gang He, German Valencia, “An extended scalar sector to address the tension between a fourth generation and Higgs searches at the LHC”, *Phys. Lett. B* 707 (2012) 381-384, [arXiv:1108.0222].
- [41] C.A de S. Pires, O.P. Ravinez, “Charge quantization in a chiral bilepton gauge model”, *Phys. Rev. D* 58 (1998) 035008, [arXiv:hep-ph/9803409].
- [42] C. A. de S. Pires, P. S. Rodrigues da Silva, “Scalar Bilepton Dark Matter”, *JCAP* 0712 (2007) 012, [arXiv:0710.2104].
- [43] A. Doff, C. A. de S. Pires, P. S. Rodrigues da Silva, “Spontaneous CP violation in the 3-3-1 model with right-handed neutrinos”, *Phys. Rev. D* 74 (2006) 015014, [hep-ph/0604021].
- [44] A. Alves, E. Ramirez Barreto, A.G. Dias, C.A. de S. Pires, F.S. Queiroz, P.S. Rodrigues da Silva (Paraiba U.), “Probing 3-3-1 Models in Diphoton Higgs Boson Decay”, *Phys. Rev. D* 84 (2011) 115004, [arXiv:1109.0238].
- [45] F. Pisano and V. Pleitez, “An $SU(3) \times U(1)$ model for electroweak interactions”, *Phys. Rev. D* 46 (1992) 410, [arxiv:hep-ph/9206242];
- P.H. Frampton, “Chiral dilepton model and the flavor question”, *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992) 2889-2891 ;
- R. Foot, H.N. Long and T.A. Tran, “ $SU(3)_L \times U(1)_N$ and $SU(4)_L \times U(1)_N$ gauge models with right-handed neutrinos”, *Phys. Rev. D* 50 (1994) 34-38, [arxiv:hep-ph/9402243];
- H.N. Long, “The 331 model with right handed neutrinos”, *Phys. Rev. D* 53 (1996) 437-445, [arxiv:hep-ph/9504274];
- L.A. Sanchez, W.A. Ponce and R. Martinez, “ $SU(3)_c \times SU(3)_L \times U(1)_X$ as an $E(6)$ subgroup”, *Phys. Rev. D* 64 (2001) 075013, [arxiv:hep-ph/0103244].
- [46] Alex G. Dias, C. A. de S. Pires and P. S. Rodrigues da Silva, “Naturally light right-handed neutrinos in a 3-3-1 model”, *Phys. Lett. B* 628 (2005) 85-92, [arxiv:hep-ph/0508186].
- [47] R. A. Diaz, D. Gallego and R. Martinez, “Renormalization group and grand unification with 331 models”, *Int. J. Mod. Phys. A* 22 (2007) 1819, [arxiv:hep-ph/0505096].

- [48] F. Pisano and V. Pleitez, “An $SU(3) \times U(1)$ model for electroweak interactions”, *Phys. Rev. D* 46 (1992) 410, [arxiv:hep-ph/9206242];

- P.H. Frampton, “Chiral dilepton model and the flavor question”, *Phys.Rev.Lett.* 69 (1992) 2889-2891;

- R. Foot, H.N. Long and T.A. Tran, “ $SU(3)$ -L $\times$ $U(1)$ -N and $SU(4)$ -L $\times$ $U(1)$ -N gauge models with right-handed neutrinos. ”, *Phys. Rev. D* 50 (1994) 34-38, [arxiv:hep-ph/9402243];

- H.N. Long, “ $SU(3)$ -L $\times$ $U(1)$ -N model for right-handed neutrino neutral currents”, *Phys. Rev. D* 54 (1996) 4691-4693, [arxiv:hep-ph/9607439].

- [49] The Dark Matter Community Website, <http://dmtools.brown.edu/>.

- [50] D. S. Akerib et al, “Limits on spin-independent wimp-nucleon interactions from the two-tower run of the cryogenic dark matter search”, *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 011302;

- Z. Ahmed et al, “Results from the Final Exposure of the CDMS II Experiment”, [arXiv:0912.3592];

- P.L. Brink et al, “Latest results from the CDMS-II cold dark matter search”, *AIP Conf. Proc.* 850 (2006) 1617-1620;

- T. Bruch (CDMS Collaboration), “CDMS-II to SuperCDMS: WIMP search at a zeptobarn”, [arXiv:1001.3037].

- [51] D. Hooper and T. Linden, “On The Origin Of The Gamma Rays From The Galactic Center”, *Phys. Rev. D* 84 (2011) 123005, [arXiv:1110.0006].

- [52] K. N. Abazajian, P. Agrawal, Z. Chacko, C. Kilic, “Conservative Constraints on Dark Matter from the Fermi-LAT Isotropic Diffuse Gamma-Ray Background Spectrum”, *JCAP* 1011 (2010) 041, [arXiv:1002.3820].

- [53] CMS collaboration, “Search for neutral Higgs bosons decaying to tau pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *Phys. Lett. B* 713 (2012) 68, [arXiv:1202.4083].

- [54] Dan Hooper, Farinaldo S. Queiroz, Nickolay Y. Gnedin, “Nonthermal dark matter mimicking an additional neutrino species in the early universe”, *Phy. Rev. D* 85 (2012) 063513, [arXiv:1111.6599].

- [55] G. Mangano, G. Miele, S. Pastor, M. Peloso, “A precision calculation of the effective number of cosmological neutrinos”, *Phys. Lett. B* 534 (2002) 8-16, [astro-ph/0111408].

- [56] E. Komatsu et al., “Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation”, *Astrophys. J. Suppl.* 192 (2011) 18, [arXiv:1001.4538].

- [57] J. Dunkley, R. Hlozek, J. Sievers, V. Acquaviva, P. A. R. Ade, P. Aguirre, M. Amiri, J. W. Appel et al., “The Atacama Cosmology Telescope: Cosmological Parameters from the 2008 Power Spectra”, *Astrophys. J.* 739 (2011) 52. [arXiv:1009.0866].
- [58] R. Keisler, C. L. Reichardt, K. A. Aird, B. A. Benson, L. E. Bleem, J. E. Carlstrom, C. L. Chang, H. M. Cho et al., “A Measurement of the Damping Tail of the Cosmic Microwave Background Power Spectrum with the South Pole Telescope”, [arXiv:1105.3182].
- [59] Z. Hou, R. Keisler, L. Knox, M. Millea, C. Reichardt, “How Massless Neutrinos Affect the Cosmic Microwave Background Damping Tail”, [arXiv:1104.2333].
- [60] Jonathan L. Feng, Arvind Rajaraman, and Fumihiro Takayama, “Superweakly Interacting Massive Particles”, *Phys.Rev.Lett.* 91:011302,2003, [arxiv:hep-ph/0302215].
- [61] J. A. R. Cembranos, J. L. Feng, A. Rajaraman, F. Takayama, “SuperWIMP Solutions to Small Scale Structure Problems”, *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005) 181301, [arXiv:hep-ph/0507150].
- [62] M. Viel, M. G. Haehnelt, V. Springel, “The effect of neutrinos on the matter distribution as probed by the Intergalactic Medium”, *JCAP* 1006 (2010) 015, [arXiv:1003.2422].
- [63] C. P. Ma, “Linear Power Spectra in Cold+Hot Dark Matter Models: Analytical Approximations and Applications”, *Astrophys. J.* 471 (1996) 13-23, [arXiv:astro-ph/9605198].
- [64] R. H. Cyburt, J. R. Ellis, B. D. Fields, K. A. Olive, “Updated Nucleosynthesis Constraints on Unstable Relic Particles”, *Phys. Rev. D* 67 (2003) 103521, [arXiv:astro-ph/0211258];

J. L. Feng, A. Rajaraman and F. Takayama, “SuperWIMP Dark Matter Signals from the Early Universe”, *Phys. Rev. D* 68 (2003) 063504, [arXiv:hep-ph/0306024].
- [65] Dan Hooper, Chris Kelso, Farinaldo S. Queiroz, “Stringent and Robust Constraints on the Dark Matter Annihilation Cross Section From the Region of the Galactic Center”, [arxiv:1209.3015].
- [66] A. Geringer-Sameth, S. M. Koushiappas, “Exclusion of canonical WIMPs by the joint analysis of Milky Way dwarfs with Fermi”, *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011) 241303, [arXiv:1108.2914]
- [67] The Fermi-LAT Collaboration, “Constraining Dark Matter Models from a Combined Analysis of Milky Way Satellites with the Fermi Large Area Telescope”, *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011) 241302 [arXiv:1108.3546];
- [68] M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort et al., “Constraints on Dark Matter Annihilation in Clusters of Galaxies with the Fermi Large Area Telescope”, *JCAP* 1005 (2010) 025, [arXiv:1002.2239].

- [69] L. Dugger, T. E. Jeltema, S. Profumo, “Constraints on Decaying Dark Matter from Fermi Observations of Nearby Galaxies and Clusters”, JCAP 1012 (2010) 015, [arXiv:1009.5988].
- [70] J. Han, C. S. Frenk, V. R. Eke, L. Gao, S. D. M. White, A. Boyarsky, D. Malyshev and O. Ruchayskiy, “Constraining Extended Gamma-ray Emission from Galaxy Clusters”, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 427, Issue 2, pp. 1651-1665 (2012), [arXiv:1207.6749].
- [71] B. Anderson, “Fermi-LAT constraints on diffuse Dark Matter annihilation from the Galactic Halo”, [arXiv:1012.0863].
- [72] M. Ackermann et al., “Search for Dark Matter Satellites using the FERMI-LAT”, Astrophys. J. 747 (2012) 121, [arXiv:1201.2691];
- A. Drlica-Wagner et al., “Search for Unknown Dark Matter Satellites of the Milky Way”, [arXiv:1111.3358];
- A. V. Belikov, D. Hooper and M. R. Buckley, “Searching For Dark Matter Subhalos In the Fermi-LAT Second Source Catalog”, Phys. Rev. D 86 (2012) 043504, [arXiv:1111.2613];
- N. Mirabal, V. Frias-Martinez, T. Hassan and E. Frias-Martinez, “Fermi’s Sibyl: Mining the gamma-ray sky for dark matter subhaloes”, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 424 (2012) L64, [arXiv:1205.4825];
- M. R. Buckley, D. Hooper, “Dark Matter Subhalos In the Fermi First Source Catalog”, Phys. Rev. D 82 (2010) 063501, [arXiv:1004.1644].
- [73] A. A. Abdo et al., “Constraints on Cosmological Dark Matter Annihilation from the Fermi-LAT Isotropic Diffuse Gamma-Ray Measurement”, JCAP 1004 (2010) 014, [arXiv:1002.4415].
- [74] D. Hooper, L. Goodenough, “Dark Matter Annihilation in The Galactic Center As Seen by the Fermi Gamma Ray Space Telescope”, Phys. Lett. B 697 (2011) 412-428, [arXiv:1010.2752].
- [75] K. N. Abazajian and M. Kaplinghat, “Detection of a Gamma-Ray Source in the Galactic Center Consistent with Extended Emission from Dark Matter Annihilation and Concentrated Astrophysical Emission”, Phys. Rev. D 86 (2012) 083511, [arXiv:1207.6047].
- [76] M. Chernyakova, D. Malyshev, F. A. Aharonian, R. M. Crocker, and D. I. Jones, “The high-energy, Arcminute-scale galactic center gamma-ray source”, Astrophys. J. 726 (2011) 6, [arXiv:1009.2630].
- [77] A. Boyarsky, D. Malyshev and O. Ruchayskiy, “A comment on the emission from the Galactic Center as seen by the Fermi telescope”, Phys. Lett. B 705 (2011) 165 [arXiv:1012.5839].

- [78] L. Goodenough, D. Hooper, “Possible Evidence For Dark Matter Annihilation In The Inner Milky Way From The Fermi Gamma Ray Space Telescope”, [arXiv:0910.2998].
- [79] V. Vitale et al., “Search for dark matter with Fermi Large Area Telescope: The galactic center”, Nucl.Instrum.Meth. A630 (2011) 147-150.
- [80] A. Morselli et al., “The Indirect Search for Dark Matter from the centre of the Galaxy with the Fermi LAT”, [arXiv:1012.2292].
- [81] T. Linden, E. Lovegrove and S. Profumo, “The Morphology of Hadronic Emission Models for the Gamma-Ray Source at the Galactic Center”, Astrophys. J. 753, 41 (2012) [arXiv:1203.3539].
- [82] T. Linden and S. Profumo, “Exploring the Nature of the Galactic Center Gamma-Ray Source with the Cherenkov Telescope Array”, Astrophys. J. 760 (2012) 23, [arXiv:1206.4308].
- [83] K. N. Abazajian, “The Consistency of Fermi-LAT Observations of the Galactic Center with a Millisecond Pulsar Population in the Central Stellar Cluster”, JCAP 1103 (2011) 010, [arXiv:1011.4275].
- [84] R. S. Wharton, S. Chatterjee, J. M. Cordes, J. S. Deneva and T. J. W. Lazio, “Multiwavelength Constraints on Pulsar Populations in the Galactic Center”, Astrophys. J. 753, 108 (2012), [arXiv:1111.4216].
- [85] The Fermi-LAT Collaboration, “Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog”, Astrophys. J. Suppl. 199 (2012) 31, [arXiv:1108.1435].
- [86] P. M. W. Kalberla and J. Kerp, “The HI Distribution of the Milky Way ”, Ann. Rev. AA. 47 (2009) 27-61.
- [87] F. Aharonian et al., “Discovery of Very-High-Energy Gamma-Rays from the Galactic Centre Ridge”, Nature 439, 695 (2006) [arXiv:astro-ph/0603021].
- [88] K. Kosack et al., “TeV Gamma-Ray Observations of the Galactic Center”, Astrophys. J. 608 (2004) L97, [arXiv:astro-ph/0403422].
- [89] T. Sjostrand, et al., “High-energy physics event generation with PYTHIA 6.1”, Comput. Phys. Commun., 135 (2001) 238, [arXiv:hep-ph/0010017].
- [90] R. Catena, P. Ullio, “A novel determination of the local dark matter density”, JCAP 1008 (2010) 004, [arXiv:0907.0018].
- [91] M. Su and D. P. Finkbeiner, “Strong Evidence for Gamma-ray Line Emission from the Inner Galaxy”, [arXiv:1206.1616];
M. R. Buckley and D. Hooper, “Implications of a 130 GeV Gamma-Ray Line for Dark Matter”, Phys. Rev. D 86 (2012) 043524, [arXiv:1205.6811];
T. Cohen, M. Lisanti, T. R. Slatyer and J. G. Wacker, “Illuminating the 130 GeV Gamma Line with Continuum Photons”, JHEP 1210 (2012) 134, [arXiv:1207.0800];

Christoph Weniger, “Tentative observation of a gamma-ray line at the Fermi LAT”, [arXiv:1210.3013];

Christoph Weniger, “A Tentative Gamma-Ray Line from Dark Matter Anihilation at the Fermi Large Area Telescope”, JCAP 1208 (2012) 007, arXiv:1204.2797;

Lars Bergstrom, Gianfranco Bertone, Jan Conrad, Christian Farnier, Christoph Weniger, “Investigating Gamma-Ray Lines from Dark Matter with Future Observatories”, JCAP 1211 (2012) 025, [arXiv:1207.6773].

[92] M.C. Smith et al., “The RAVE Survey: Constraining the Local Galactic Escape Speed”, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 379 (2007) 755-772, [arXiv:astro-ph/0611671].

[93] E. Aprile et al., “Dark Matter Results from 100 Live Days of XENON100 Data”, Phys.Rev.Lett. 107 (2011) 131302, [arXiv:1104.2549].

[94] J.I. Collar, “A Realistic Assessment of the Sensitivity of XENON10 and XENON100 to Light-Mass WIMPs”, [arXiv:1106.0653];

J.I. Collar, “Light WIMP Searches: The Effect of the Uncertainty in Recoil Energy Scale and Quenching Factor”, [arXiv:1010.5187].

[95] R. W. Schnee, “Introduction to Dark Matter Experiments”, [arxiv:1101.5205].

[96] Chris Savage, Katherine Freese, Paolo Gondolo, “Annual Modulation of Dark Matter in the Presence of Streams”, Phys. Rev. D 74 (2006) 043531, [arXiv:astro-ph/0607121].

[97] David G. Cerdeno, Anne M. Green, “Direct detection of WIMPs”, [arxiv:1002.1912].

[98] Gintaras Duda, Ann Kemper, Paolo Gondolo, “Model Independent Form Factors for Spin Independent Neutralino-Nucleon Scattering from Elastic Electron Scattering Data”, JCAP 0704 (2007) 012, [arxiv:0608035].

[99] Kfir Blum, “DAMA vs. the annually modulated muon background”, [arXiv:1110.0857];

J. P. Ralston, “One Model Explains DAMA/LIBRA, CoGENT, CDMS, and XENON”, [arXiv:1006.5255];

David Nygren, “A testable conventional hypothesis for the DAMA-LIBRA annual modulation”, [arXiv:1102.0815].

[100] R. Bernabei et al., “No role for muons in the DAMA annual modulation results”, Eur. Phys. J. C 72 (2012) 2064 [arXiv:1202.4179];

- Josef Pradler, “Search for Low-Mass Dark Matter at BABAR”, *Mod. Phys. Lett. A*, Vol. 27, No. 18 (2012) 1230016, [arXiv:1205.3505];
- C. Kelso and D. Hooper, “Implications of CoGeNT’s New Results For Dark Matter”, *Phys. Rev. D* 84 (2011) 083001, [arXiv:1106.1066].
- [101] Caldwell, J. A. R. and Ostriker, “The Mass distribution within our Galaxy: A Three component model”, *Astrophys. J.* 251 (1981) 61-87.
- [102] J. N. Bahcall, M. Schmidt and R. M. Soneira, “The Galactic Spheroid”, *Astrophys. J.* 265 (1983) 730-747.
- [103] L. Bergstrom, P. Ullio and J. H. Buckley, “Observability of Gamma Rays from Dark Matter Neutralino Annihilations in the Milky Way Halo”, *Astropart. Phys.* 9 (1998) 137 [arXiv:astro-ph/9712318].
- [104] E. Gates, G. Gyuk, M. Turner, “The Local Halo Density”, *Astrophys. J.* 449 (1995) L123-L126, [arXiv:astro-ph/9505039].
- [105] Julio F. Navarro, Carlos S. Frenk, Simon D.M. White, “The Structure of cold dark matter halos”, *Astrophys. J.* 462 (1996) 563-575.
- [106] J. Diemand, M. Kuhlen, P. Madau, M. Zemp, B. Moore, D. Potter, J. Stadel, *Nature* 454 (2008) 735-738 [arXiv:0805.1244];
- J. Diemand, M. Zemp, B. Moore, J. Stadel, M. Carollo, “Cusps in CDM halos”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 364 (2005) 665 [arxiv:astro-ph/0504215].
- [107] J. F. Navarro et al., “The Inner Structure of LambdaCDM Halos III: Universality and Asymptotic Slopes”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 349 (2004) 1039 [arXiv:astro-ph/0311231];
- V. Springel et al., “The Aquarius Project: the subhalos of galactic halos”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 391 (2008) 1685 [arXiv:0809.0898].
- [108] M. D. Weinberg and N. Katz, “Bar-driven dark halo evolution: a resolution of the cusp–core controversy”, *Astrophys. J.* 580 (2002) 627 [astro-ph/0110632];
- M. D. Weinberg and N. Katz, “The Bar-Halo Interaction - II. Secular evolution and the religion of N-body simulations”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 375 (2007) 460 [arxiv:astro-ph/0601138].
- [109] J. A. Sellwood, “Bars and Dark Matter Halo Cores”, *Astrophys. J.* 587 (2003) 638 [arxiv:astro-ph/0210079].
- [110] O. Valenzuela and A. Klypin, “Secular bar formation in galaxies with significant amount of dark matter”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 345 (2003) 406 [astro-ph/0204028].

- [111] P. Colin, O. Valenzuela and A. Klypin, “Bars and Cold Dark Matter Halos”, *Astrophys. J.* 644 (2006) 687 [arXiv:astro-ph/0506627].
- [112] Fabio Capela, Maxim Pshirkov, Peter Tinyakov, “Constraints on Primordial Black Holes as Dark Matter Candidates from Star Formation”, [arXiv:1209.6021].
- [113] Ramandeep Gill, Jeremy S. Heyl, “Constraining the photon-axion coupling constant with magnetic white dwarfs”, *Phys.Rev. D* 84 (2011) 085001, [arXiv:1105.2083].
- [114] K.N. Abazajian et al., “Cosmological and Astrophysical Neutrino Mass Measurements”, *Astropart. Phys.* 35 (2011) 177-184.
- [115] J. F. Beacom, N. F. Bell and S. Dodelson, “Neutrinoless Universe”, *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 121302 [arXiv:astro-ph/0404585].
- [116] J.R. Bond and A.S. Szalay, “The Collisionless Damping of Density Fluctuations in an Expanding Universe”, *Astrophys. J.* 274 (1983) 443.
- [117] A. De Rujula, S. L. Glashow and U. Sarid, “Charged Dark Matter”, *Nucl. Phys. B* 333 (1990) 173.
- [118] Marco Taoso, Gianfranco Bertone, Antonio Masiero, “Dark Matter Candidates: A Ten-Point Test”, *JCAP* 0803:022,2008, [arXiv:0711.4996].
- [119] S. Dimopoulos, D. Eichler, R. Esmailzadeh and G. D. Starkman, “Getting A Charge Out Of Dark Matter”, *Phys. Rev. D* 41 (1990) 2388.
- [120] M. Srednicki, Richard Watkins, K. A Olive, “Calculations of Relic Densities in the Early Universe”, *Nucl. Phys. B* 310 (1988) 693.
- [121] T. A. Porter, R. P. Johnson, P. W. Graham, “Dark Matter Searches with Astroparticle Data”, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 49 (2011) 155-194, [arxiv:1104.2836];

Marco Cirelli et al., “PPPC 4 DM ID: A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection”, *JCAP* 1103 (2011) 051, [arxiv:1012.4515];

Julien Lavalle, Pierre Salati, “Dark Matter Indirect Signatures”, *Comptes Rendus Physique* 13 (2012) 740-782, [arxiv:1205.1004].
- [122] J.I. Collar and N.E. Fields, “A Maximum Likelihood Analysis of Low-Energy CDMS Data”, [arxiv:1204.3559].
- [123] C.E. Aalseth et al., “Search for an Annual Modulation in a P-type Point Contact Germanium Dark Matter Detector”, *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011) 141301 [arXiv:1106.0650].
- [124] M. Kuzniak, M. G. Boulay, and T. Pollmann, “Surface roughness interpretation of 730 kg days CRESST-II results”, *Astropart. Phys.* 36 (2012) 77-82, [arXiv:1203.1576].